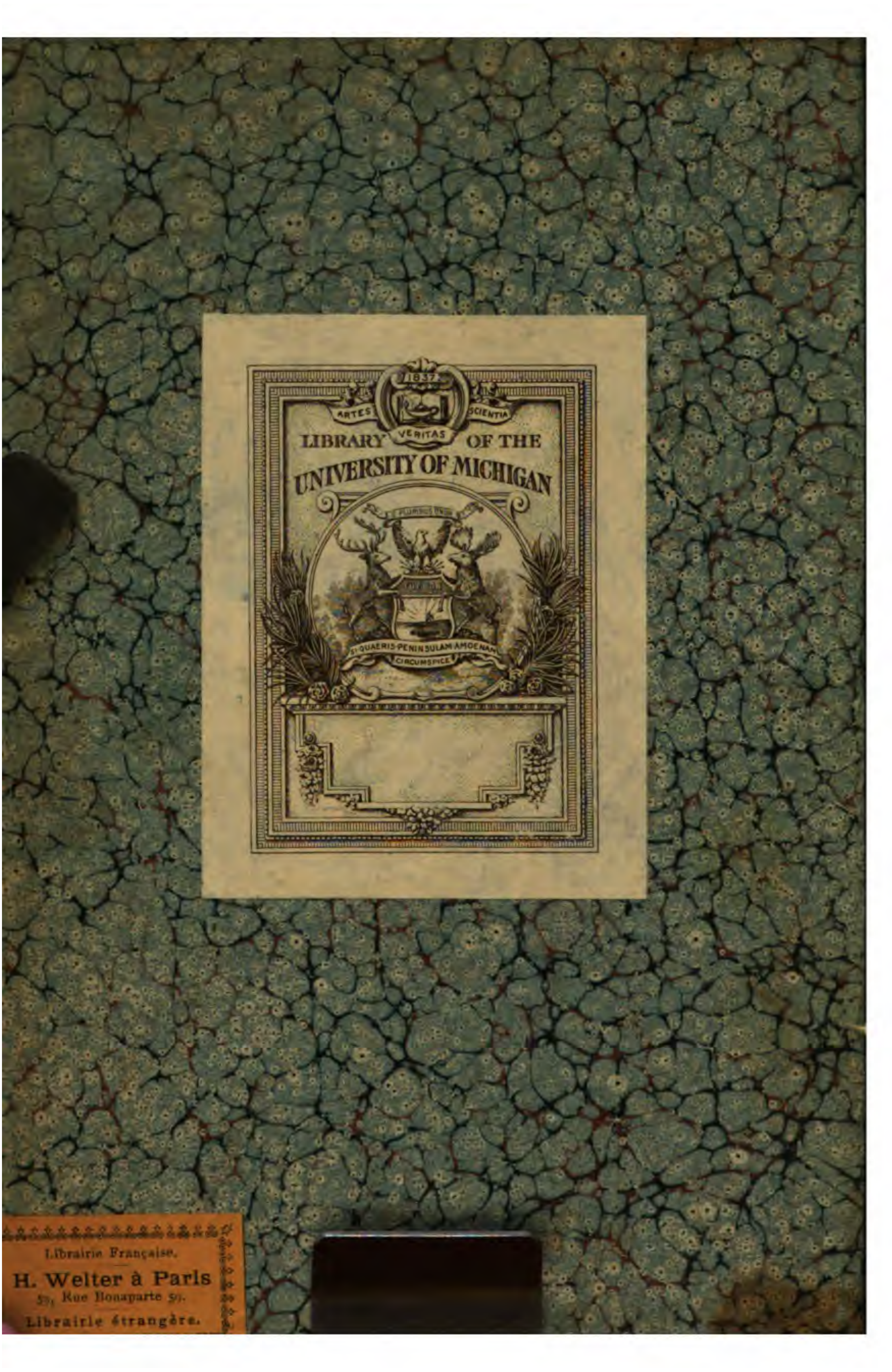

1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS.

4250 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

TOME SEPTIÈME. — ANNÉE 1878.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

22, RUE D'ENFER, 22.

—

1878

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

DE L'EMPLOI DES DISQUES ROTATIFS POUR L'ÉTUDE DES SENSATIONS LUMINEUSES COLORÉES;

PAR M. A. ROSENSTIEHL.

(EXTRAIT.)

Newton s'est servi des disques rotatifs pour faire la synthèse de la lumière blanche, à l'aide de secteurs colorés par des matières colorantes. MM. Plateau, Helmholtz et Dove les ont employés pour démontrer la différence qu'il y a entre le mélange des matières colorantes et celui des sensations lumineuses qu'elles provoquent. M. Maxwell en a tiré parti pour étudier les propriétés physiologiques de l'œil et pour classer les matières colorantes d'après des types choisis arbitrairement. Le présent travail touche à toutes ces différentes questions. J'avais à ma disposition les ressources d'une grande fabrique d'impressions. Les manipulations ont été faites par un employé spécial; les jugements de l'œil, que j'aurai à consigner ici, ne sont pas l'expression d'un sentiment personnel, ils sont celui d'hommes dont l'œil a reçu une éducation exceptionnelle par les soins journaliers qu'exige la fabrication des toiles peintes.

Pour simplifier l'exposé de mes expériences, je suppose connus les travaux de M. Chevreul sur le contraste simultané des couleurs, et je me servirai du langage qu'il a adopté quand il a créé le cercle chromatique qui porte son nom. Toutes les couleurs dont il sera

question ici sont rapportées à ce cercle, avec lequel M. Chevreul a bien voulu me permettre de les comparer.

L'ordre que je suivrai dans cet exposé est à peu près celui dans lequel les questions se sont présentées pendant le cours du travail. J'étudierai, à l'aide des disques rotatifs : 1° comment se modifie l'aspect d'une matière colorante quand on la mélange à du noir pour la rabattre, ou à du blanc pour l'éclaircir ; 2° je comparerai les couleurs ainsi obtenues à celles que l'on obtient avec la même matière colorante, quand, au lieu de la mélanger avec des matières incolores, on mélange l'impression qu'elle produit sur l'œil avec l'impression de la lumière blanche et du noir absolu ; 3° j'examinerai ensuite quelle est la condition que doivent remplir une série de couleurs, pour qu'elles paraissent équidistantes à l'œil, en prenant pour point de départ le cercle chromatique de M. Chevreul.

I. — Emploi du disque rotatif.

Je me suis servi du disque rotatif de trois manières différentes.

Première manière : *Détermination des couleurs complémentaires par rapport à la lumière blanche.* — Les couleurs sont fixées sur de petits disques de papier fort, découpés à l'aide d'un emporte-pièce spécial ; ces petits disques sont fendus en partie selon un rayon, en partie selon une circonférence, ce qui permet d'en engager deux l'un dans l'autre et de faire varier rapidement l'angle relatif des secteurs, jusqu'au moment où, par la rotation rapide du petit disque autour de son centre, la surface paraisse d'un gris uniforme, parfaitement incolore.

On n'arriverait à aucun résultat exact si l'on n'avait sous les yeux un type ; celui-ci doit être non-seulement parfaitement incolore, mais aussi de même *hauteur de ton* que le gris produit par les deux complémentaires. Cette condition est réalisée par la disposition suivante. Dans une caisse en bois, fermée de tous côtés, tapissée intérieurement de velours noir, est percé un trou ; devant cet orifice circulaire, qui est d'un noir aussi parfait qu'il est possible de le réaliser, je place un secteur blanc (papier peint avec du sulfate de baryte pur) à angle variable. Celui-ci peut être mis

en rotation rapide à l'aide d'un axe qui traverse la caisse et aboutit normalement au centre du trou. Il se produit ainsi un gris dont je fais varier à volonté le ton en modifiant l'angle du secteur blanc. Au centre du cercle, je dispose sur le même axe les petits disques fendus dont il a été question plus haut, colorés par les couleurs complémentaires. Par tâtonnement, on arrive rapidement à obtenir deux gris qui, à la vue, paraissent identiques, quoique obtenus de deux manières si différentes. En mesurant l'angle des secteurs, on connaît : 1° la proportion des deux couleurs qui reproduisent la lumière blanche ; 2° la quantité de lumière blanche reproduite. Le principal intérêt de ces chiffres est de permettre de comparer entre elles toutes les couleurs qui ont même couleur complémentaire, c'est-à-dire celles qui résultent de la modification par la lumière blanche, ou par le noir, d'une seule et même couleur spectrale. La suite fera ressortir l'utilité de cette comparaison.

DEUXIÈME MANIÈRE : *Détermination des couleurs qui sont complémentaires par rapport à une lumière colorée donnée.* — Quand on met en rotation rapide un disque couvert de secteurs de couleurs non complémentaires, il en résulte une troisième couleur, plus ou moins éclaircie par du blanc et rabattue par du noir ; cette même couleur peut être reproduite directement par un seul secteur coloré servant de type, auquel on adjoint des secteurs blancs et noirs. C'est ainsi que le violet et l'orangé produisent le rouge ; l'orangé et le vert produisent du jaune ; le vert et le violet produisent du bleu.

J'ai utilisé ce procédé pour étudier la répartition des couleurs primaires des artistes : le rouge, le jaune et le bleu, dans le premier cercle chromatique de M. Chevreul.

TROISIÈME MANIÈRE : *Modification d'une couleur donnée par la lumière blanche, le noir absolu, ou par les deux à la fois.* — Un secteur coloré par l'une des couleurs franches du premier cercle chromatique de M. Chevreul est placé sur un disque qui est soit blanc, soit noir, soit les deux à la fois. En le mettant en rotation rapide, sa surface prend une teinte uniforme, que j'ai fait copier par un peintre, pour la conserver. En variant l'angle des secteurs colorés, blancs ou noirs, on obtient une infinité d'aspects, qui constituent autant de couleurs que j'appelle *dérivées* de la couleur

primitive. *Ces dérivées sont définies par les angles des secteurs qui les composent.*

Dans cette mesure, il y a trois données, dont deux sont nettement définies : ce sont le blanc et le noir ; la troisième, la couleur franche, ne peut être définie que par rapport à un type arbitraire. J'ai choisi les couleurs franches du cercle chromatique de M. Chevreul, tel qu'il a été reproduit par la chromolithographie.

Pour que ce procédé fût universellement applicable, il suffirait que des tissus teints selon les couleurs types des Gobelins fussent mis dans le commerce. Le langage des ouvrages spéciaux gagnerait par là en précision.

II. — Manière dont se modifie l'aspect d'une matière colorante, quand on la rabat par du noir ou qu'on l'éclaircit par du blanc matériel.

J'ai imprimé au rouleau, sur de l'étoffe blanche, un jaune orangé ; la couleur qui a servi à le produire a ensuite été étendue de son volume d'un épaississant incolore, et le nouveau mélange imprimé à son tour ; en continuant à affaiblir la couleur par l'addition de matières incolores, en suivant une progression géométrique, et en imprimant sur étoffe, j'ai obtenu une succession de *tons* de la même couleur, ce que M. Chevreul appelle une *gamme*. Ce procédé est celui que l'on emploie en impression quand on veut *éclaircir* une couleur. C'est aussi celui que l'on emploie en peinture à l'aquarelle. C'est le blanc de l'étoffe ou du papier qui, apparaissant à travers la matière colorante translucide, en affaiblit la couleur.

J'ai déterminé ensuite la complémentaire de chacun de ces tons ; j'avais pensé que la complémentaire du ton le plus foncé serait aussi celle des autres tons, et qu'il n'y aurait rien de changé que le rapport des surfaces ; mais il n'en a rien été. Voici la complémentaire de chaque ton :

Couleur la plus foncée......	Premier vert bleu.
Intensité $\frac{1}{2}$.................	Deuxième »
» $\frac{1}{4}$.................	Quatrième »
» $\frac{1}{8}$.................	Bleu.

L'écart est considérable, et l'altération s'est faite de manière que les tons clairs se comportent comme s'ils étaient plus verdâtres, comme si la couleur primitive avait *perdu du rouge*.

Ce phénomène est constant : je l'ai constaté pour le bleu, pour le violet, le violet rouge, l'orangé et le jaune. Il est maximum pour le jaune et le bleu ; il est nul pour le rouge et le vert, intermédiaire pour les autres couleurs. Il est indépendant de la composition chimique de la matière colorante ou de l'épaississant incolore employé ; qu'une couleur soit obtenue par des matières pulvérulentes, comme l'outremer ; produite sur un point par vaporisage, comme les bleus aux cyanures de fer ; ou par teinture, comme l'indigo et les bleus d'aniline ; toujours on constatera cette perte de rouge, qui sera d'autant plus grande que la couleur aura été plus affaiblie. Le phénomène est encore bien plus marqué si l'on emploie des matières blanches ou des matières noires, comme le noir de fumée. Ce dernier cas est bien connu, et M. Chevreul, qui le cite, l'énonce en disant que le noir matériel agit souvent comme du bleu. Je pense que l'effet du noir est un cas particulier du phénomène général que je viens de décrire, et qu'on peut énoncer ainsi :

Quand on affaiblit les couleurs d'une matière colorante par des matières incolores (blanches, grises ou noires), le mélange est notablement plus vert que la matière colorante qui lui donne sa couleur.

III. — Manière dont la couleur se modifie quand on mêle la lumière colorée qu'elle émet avec la lumière blanche, ou avec le noir absolu (*Mélange des sensations*).

J'ai construit la gamme du même jaune orangé, en m'imposant cette condition que chaque *ton* eût même complémentaire que la couleur la plus foncée. L'aspect d'une pareille gamme, que j'appellerai *vraie* ou *physiologique*, est complétement inaccoutumé. Les tons clairs paraissent notablement plus rougeâtres que le ton le plus foncé. Voici la place occupée dans le cercle chromatique de M. Chevreul par les tons de la gamme vraie du cinquième orangé :

Premier orangé rouge	....	1er ton.
Troisième »	....	2e »

Quatrième orangé rouge........	3e ton.	
Cinquième »	4e	»
Deuxième orangé..............	5 ½	»
Quatrième orangé..............	8e	»

On peut voir, d'après cela, combien la lumière blanche paraît rougir une couleur en s'y mêlant. Brücke a déjà observé l'apparence rougeâtre des tons clairs du bleu et du jaune, si on les mêle avec de la lumière blanche par le procédé Lambert. Le bleu lui a paru lilas, le jaune d'un orangé pâle. Il conclut de ces faits que la lumière blanche se comporte comme si elle contenait un *excès de rouge.* « En appelant *surfaces blanches* celles qui réfléchissent la lumière du jour sans changements chromatiques, nous devons admettre que *la lumière diffuse du jour est rougeâtre*» (Brucke, *Physiologie den Farben,* p. 46; Leipzig, 1876).

Je fais observer que les tons clairs d'une couleur, qui résultent de son mélange avec la lumière blanche, qu'ils aient été obtenus par le procédé Lambert, par le prisme biréfringent ou par le disque rotatif, ont *tous même complémentaire.*

La composition physique de la lumière colorée est donc la même. Les tons clairs ne *sont* donc pas plus rougeâtres, ils le *paraissent.* Nous sommes ici en présence d'un jugement de l'œil, qui n'est établi que par comparaison inconsciente avec les tons clairs obtenus par le mélange de matières colorantes et de matières incolores. Ces derniers sont les seuls que l'on ait connus jusqu'à présent; mais j'ai démontré que ces tons clairs ont *perdu* du rouge, ils ne sont plus les vrais dérivés de la couleur qui a servi de point de départ.

On sait que, quand l'œil se fixe pendant quelques instants sur un objet coloré bien éclairé, et qu'il s'en détache brusquement pour se reposer sur une surface incolore, il en voit l'image colorée en une couleur fort différente de celle de l'objet. On a appelé cette couleur *complémentaire physiologique,* pour la distinguer de la complémentaire que fournissent les instruments d'optique fondés sur la polarisation rotatoire, et que l'on appelle *complémentaire physique.* Des auteurs affirment que ces deux complémentaires sont différentes, que les premières paraissent constamment plus rouges que les secondes. Je n'ai pas tardé à reconnaître que c'est une erreur.

Que l'on fixe, par exemple, le bleu (4e vert bleu, 10e ton) complémentaire du 5e orangé, l'œil verra, après s'être détaché, une couleur *chair* qu'il trouve assez bien représentée par le 1er orangé rouge, 1er ton. Se fiant à son jugement, on dira : Le 4e bleu vert, 10e ton, a pour complémentaire physique le 5e orangé, 8e ton, et pour complémentaire physiologique le 1er orangé rouge, 1er ton ; donc les deux complémentaires ne sont pas identiques entre elles. Mais j'ai fait voir que le 1er orangé rouge, 1er ton, fait partie de la gamme vraie du 5e orangé ; le jugement de l'œil est influencé par une comparaison inconsciente, qu'il établit entre la couleur qu'il voit et celle qui résulterait du mélange des matières colorantes et des matières incolores. Il compare entre elles une couleur foncée et une autre qui est éclaircie par de la lumière blanche. On le voit, il n'y a lieu de faire aucune différence entre les deux espèces de complémentaires ; il n'existe que la complémentaire physique, à laquelle il faut ajouter les nombreux dérivés, que l'on obtient en y mêlant des quantités variables de lumière blanche.

La lumière blanche, en se mêlant à la lumière colorée, paraît donc la rougir considérablement. Mais ne n'est pas là la seule modification qu'elle fait éprouver à l'aspect de la couleur : il s'en produit encore une autre qui n'est pas moins intéressante, et qui ne manque pas de frapper quand on la voit pour la première fois. Un exemple la fera comprendre.

Je couvre la surface d'un disque avec un secteur blanc et un secteur coloré en bleu par de l'outremer. En mettant en rotation rapide, la couleur résultante sera un lilas passablement gris. Pour copier cette couleur, je suis obligé d'employer non-seulement de l'outremer et du blanc (sulfate de baryte), mais encore du carmin de cochenille, pour compenser la *perte* de rouge ; ce mélange étant encore trop vif, il faut y ajouter du noir pour le rabattre. L'effet de la lumière blanche est donc de *ternir la couleur de la matière colorante.*

Les diverses matières colorantes dont la couleur est considérée comme franche ne subissent pas ce rabat de la même manière. Les tons clairs de l'outremer bleu et du carmin de cochenille paraissent bien plus ternir que ceux du jaune et de l'orange de chrome. L'explication de ce fait remarquable se trouvera très-

naturellement dans ce qui va suivre. Ce qu'il faut retenir pour le moment, c'est que la lumière émise par une matière blanche, mêlant son impression à celle de la matière colorante, la ternit toujours, quoique, par le *mélange des mêmes matières, il soit possible d'obtenir des couleurs très-vives.*

Le *noir absolu,* au contraire, exerce une action toute différente : devant l'orifice circulaire, qui ne renvoie à l'œil aucune lumière, je place un secteur coloré en une couleur franche, et je mets en rotation rapide, de manière à mélanger dans l'œil les sensations de la couleur et du noir absolu. Tout le disque présentera un aspect uni, d'une couleur tellement foncée, et en même temps si vive, qu'il m'a été impossible, dans la plupart des cas, de la reproduire avec des matières colorantes. Il n'y a que le velours teint qui se rapproche quelque peu de cette vivacité jointe à tant d'intensité, et qui permette de se faire une idée de ces phénomènes. Ces expériences sont certainement au nombre des plus belles que l'on puisse faire avec les disques rotatifs. Elles démontrent cette proposition, qu'il eût été impossible d'établir *a priori : Le noir absolu ne ternit pas la couleur, il la fonce en lui laissant sa vivacité,* tandis que la lumière blanche la ternit, ainsi qu'on l'a vu plus haut. J'avoue qu'avant d'avoir vu ces expériences je croyais le contraire.

Si l'on met sur le disque rotatif à la fois des secteurs blancs et des secteurs colorés, en même temps qu'on laisse des secteurs noirs (qui dans ces expériences sont toujours représentés par l'orifice noir), on peut obtenir de la même couleur une infinité de dérivées, selon que l'on fait varier les angles des mêmes secteurs. parmi toutes les combinaisons possibles que j'ai réalisées, je ne veux en considérer ici qu'une seule, celle où l'angle du *secteur coloré reste constant,* et où l'on ne fait pas varier les angles des secteurs blancs et noirs. On obtient de cette manière des couleurs qui ont toutes un caractère commun : elles émettent la même quantité de lumière colorée par unité de surface ; mais leur aspect est fort différent. *Celles où le noir domine paraissent bien plus colorées que celles où la lumière blanche est en majorité. Ces dernières paraissent littéralement grises par rapport aux premières.* On retrouve donc ici, sous une autre forme, les propositions énoncées plus haut : 1° Le noir *seul* ne ternit pas une cou-

leur franche, il lui conserve sa vivacité en la fonçant. 2° La lumière blanche ternit la couleur d'une matière colorante en l'éclaircissant.

Cependant la quantité de lumière colorée est la même dans ces dérivés, ainsi qu'on le constate par la mesure directe, en déterminant l'angle du secteur de leur complémentaire commune qui reproduit avec elle le gris normal. Cet angle est pour toutes exactement le même. D'où vient alors cette différence d'aspect? Pourquoi les dérivés contenant le plus de noir paraissent-ils moins ternis que les dérivés contenant le plus de blanc, quand les uns et les autres émettent la même quantité de lumière colorée? L'explication est toute naturelle.

Il s'agit ici d'un mélange de sensations et non d'un mélange de matières. Une lumière colorée, quelque vive qu'elle soit, n'est qu'une fraction de la lumière blanche incidente. Celle-ci agit donc plus vivement sur l'œil et affaiblit par là l'impression de la lumière colorée. Tandis que le noir, qui est l'absence de toute lumière, laissera briller la lumière colorée, quelque petite qu'en soit la quantité, dans tout son éclat, sans rien y ajouter qui puisse nuire à son impression sur l'œil.

En réfléchissant à l'ensemble de ces phénomènes, on arrive à comprendre qu'une matière colorante puisse paraître douée d'une couleur très-franche, quoiqu'elle contienne en réalité beaucoup de noir absolu, c'est-à-dire qu'elle absorbe en réalité une partie notable de la lumière blanche incidente. Cette absorption ne devient visible que si l'on mêle à la lumière colorée de la lumière blanche; c'est ce qui explique pourquoi les tons clairs que l'on obtient à l'aide du disque rotatif sont plus gris que la couleur qui a servi de point de départ.

Mais ce dérivé n'est pas plus rabattu que la couleur qui lui a donné naissance; par l'effet de la rotation du disque il n'a pas disparu de lumière colorée, ainsi que le constate la lumière directe. Si, néanmoins, il nous paraît en être ainsi, c'est à la suite d'une comparaison inconsciente que nous établissons, avec la couleur que l'on obtiendrait en mêlant la matière colorante avec la matière blanche.

Il est bon de faire remarquer que les phénomènes décrits dans cette Note ne sont nullement particuliers aux seuls mélanges

obtenus avec les disques rotatifs. Tout procédé permettant de mêler, ou mieux de superposer deux sensations lumineuses, donne le même résultat. Tels sont : le stéréoscope, le prisme biréfringent et le procédé Lambert, qui consiste à superposer l'image d'un objet, vu par réflexion, à un autre objet vu par transparence à travers une glace sans tain. Mais ces divers procédés ne permettent d'obtenir qu'un seul dérivé, celui qui résulte de la superposition de surfaces égales blanches et colorées, tandis que le disque rotatif permet de faire le mélange des impressions en toute proportion.

Les applications qui découlent des diverses propositions que j'ai démontrées expérimentalement dans ce qui précède sont nombreuses; je les décrirai ultérieurement. Pour le moment je ne veux en déduire qu'une seule conclusion purement scientifique : elle est relative à l'action physique des matières colorantes sur la lumière blanche et se résume en deux propositions : La couleur d'une matière colorante varie avec l'épaisseur sous laquelle elle est vue; elle est d'autant plus rapprochée du rouge que l'épaisseur en est plus grande et d'autant plus rapprochée du vert que cette épaisseur est plus faible. Toute matière colorante, quelque pure qu'elle soit, éteint totalement une partie de la lumière blanche incidente.

IV. — Études sur les cercles chromatiques de M. Chevreul.

Une des plus intéressantes applications des cercles rotatifs, c'est l'étude des cercles chromatiques de M. Chevreul. On sait que, pour établir ces cercles, qui sont actuellement le moyen le plus rationnel de définir et de classer les couleurs, M. Chevreul a pris comme point de départ les trois couleurs que les artistes considèrent comme primaires : le rouge, le jaune et le bleu. Les considérant comme équidistantes à la vue, il les a placées à égale distance l'une de l'autre sur une circonférence et a fait intercaler entre chaque couple vingt-trois intermédiaires, aussi équidistants que possible. L'ensemble de ces soixante-douze couleurs, choisies à la même hauteur de ton, constitue le premier cercle chromatique. Chacune d'entre elles forme ensuite le point de départ de toute une série d'autres couleurs, résultant de sa modification par le blanc, par le noir, ou par les deux à la fois.

L'ensemble des dégradations d'une couleur, allant d'un côté vers le noir, de l'autre vers le blanc, s'appelle *gamme*. La gamme est divisée en vingt tons, dont le dixième, situé à égale distance des extrémités, représente la couleur franche du premier cercle. Entre le noir et le blanc, M. Chevreul a intercalé vingt tons de gris parfaitement incolores; le dixième ton de cette gamme est à égale distance entre le noir et le blanc et paraît à la vue aussi foncé que les couleurs franches du premier cercle. Entre le dixième ton de la gamme du noir et chaque couleur franche du premier cercle, M. Chevreul a intercalé neuf couleurs représentant le passage gradué de cette couleur au gris incolore. Chacune de ces neuf couleurs forme elle-même le dixième ton d'une gamme allant, comme celles du premier cercle, du noir au blanc. Tous les cas possibles se trouvent donc réalisés par cette combinaison, et chaque couleur de la nature y trouve sa place.

Cette construction chromatique a été réalisée sous la direction de M. Chevreul par les teinturiers des Gobelins, c'est-à-dire par des hommes dont l'œil a reçu une éducation exceptionnelle pour juger des couleurs. Les cercles chromatiques constituent donc comme conception et comme exécution un document de la plus grande valeur pour l'étude des jugements de l'œil, en ce qui concerne l'équidistance soit des couleurs franches, soit des tons d'une même gamme, soit enfin des intermédiaires entre la couleur franche et le gris incolore de même hauteur de ton.

J'ai tenté de faire cette étude à l'aide des disques rotatifs; mais j'ai été limité dans ce travail par ce fait que je n'avais pas le cercle chromatique original à ma disposition. Je me suis servi de la copie chromolithographiée qui en a été faite par M. Digeon, et qui se trouve dans le commerce. Cette copie ne s'étend qu'aux dix cercles comprenant les couleurs franches et leur modification par le dixième ton de la gamme du noir. Elle ne donne qu'une seule gamme, celle du bleu. Cette copie présente quelques défauts que je signalerai dans un travail plus étendu. M. Chevreul a bien voulu me permettre de comparer la copie que j'en ai faite moi-même avec les originaux déposés aux Gobelins. Mais, malgré ses imperfections, j'ai pu établir par son étude quelques points qui permettent de porter un jugement sur les propriétés de l'œil en ce qui concerne l'évaluation des distances entre deux couleurs.

Répartition des couleurs dites primaires *rouge, jaune, bleu dans le premier cercle chromatique.* — Un exemple suffira pour faire comprendre comment on a pu déterminer la proportion des deux couleurs primaires, qui, dans la conception des artistes, constituent ce qu'ils appellent une couleur *composée*. Je suppose qu'il s'agisse de déterminer la composition de l'orangé, placé par M. Chevreul à égale distance entre le rouge et le jaune.

La complémentaire du jaune étant le bleu, je forme, à l'aide de secteurs découpés dans du papier peint, un disque entièrement ouvert d'orangé et de bleu, et je mets en rotation rapide. Le bleu reproduira, avec le jaune de l'orangé, de la lumière blanche, et ne laissera subsister que le rouge. Il n'y a qu'à déterminer par des tâtonnements les angles des secteurs qui forment le rouge sans numéro des cercles chromatiques. La couleur résultante ne sera pas franche; elle sera rabattue par du noir et éclaircie par du blanc.

Il est aisé de reproduire cette couleur avec du rouge dont on couvre des secteurs de blanc et de noir absolu. En disposant cet ensemble en deux cercles concentriques, on facilite la comparaison, et l'on arrive rapidement, en faisant varier, par tâtonnement, les angles des secteurs, à leur donner un aspect identique.

En mettant alors l'appareil au repos, on lit sur un cercle gradué les angles de chaque secteur et l'on trouve que 140° d'orangé + 220° de bleu reproduisent un rouge que l'on a reproduit d'autre part par 218° de rouge, 56° de blanc et 86° de noir. Par un simple calcul de proportion on trouve que cent surfaces d'orangé émettent autant de rayons rouges que cent cinquante-cinq surfaces du rouge qui a servi de type. Pour trouver la proportion de jaune contenue dans le même orangé, on détermine par une expérience préliminaire la relation entre le jaune et le bleu complémentaire, et l'on trouve que 288° de bleu neutralisent 72° de jaune. Les 220° de bleu de la première expérience neutralisent donc 55° de jaune qui sont émis par 140 d'orangé; en réduisant en centièmes, on trouve que 100° d'orangé produisent l'impression de rouge 155° + jaune 40° = 195°.

On remarque de suite que la somme des sensations dépasse 100, ce que j'interprète en disant que l'orangé du cercle que j'ai copié est plus vif que ne le sont le rouge et le jaune du même cercle; il aurait donc fallu le rabattre ou bien choisir comme unité du rouge ou du jaune plus vifs. Le défaut que je signale ne saurait avoir

d'influence sur le rapport qui existe entre les deux couleurs primaires qui constituent l'orangé. J'ai procédé de même pour tous les numéros pairs du premier cercle chromatique, en répétant les expériences à diverses époques pour avoir des valeurs moyennes.

Dans le cours de ce travail, je n'ai pas manqué de constater qu'il est impossible de classer le vert par rapport au jaune et au bleu. Ces deux couleurs étant complémentaires, le mélange de leurs impressions ne produit jamais la sensation du vert; ce résultat n'est, du reste, pas nouveau; il confirme les expériences déjà anciennes de MM. Plateau, Helmholtz et Maxwell. J'ai dû prendre comme auxiliaire une quatrième couleur : c'est le quatrième vert, complémentaire du rouge, de sorte que j'ai opéré avec deux couples de couleurs complémentaires, le rouge et le quatrième vert, le jaune et le bleu. Je ne donnerai pas le résultat numérique des expériences : il suffira d'en présenter le résumé.

J'ai porté sur un papier quadrillé les valeurs obtenues, en représentant par des ordonnées équidistantes la quantité de chaque couleur primaire trouvée dans chaque intermédiaire, après avoir ramené à l'unité de surface. En réunissant par une ligne les extrémités des ordonnées, on constate qu'elle est à peu près droite; on ne pourrait la remplacer par une courbe vraisemblable. Elle oscille de côté et d'autre de la droite, comme le fait un sentier tracé entre deux points. L'image du sentier qui serpente à travers la plaine rend assez bien compte de la manière dont l'œil juge l'équidistance des couleurs. Il ne faut pas oublier que je n'ai travaillé qu'avec la copie d'un cercle qui n'est lui-même qu'une copie d'un cercle chromatique. L'original des Gobelins, d'une exécution bien supérieure, aurait assurément donné des écarts encore moindres et le tracé se serait rapproché davantage d'une droite.

En dehors de cette question, j'ai étudié l'équidistance à la vue entre une couleur franche et le dixième ton de gris de la gamme du noir. Je n'ai pu opérer que sur le rouge, parce qu'il est la seule couleur qui ne subisse pas l'altération que j'ai désignée plus haut sous le nom de *perte de rouge,* quand on la modifie par du noir ou du blanc; car le disque rotatif ne permet de comparer entre elles que des couleurs qui ont même complémentaire, parce qu'elles seules ont une commune mesure. Ici encore j'ai trouvé que la ligne droite

représente le passage gradué de la couleur au gris de même hauteur, résultat qui a pu être contrôlé par la voie synthétique.

Dans ce but, je compose un gris qui est à la vue de même hauteur de ton que le rouge du dixième cercle; il est obtenu par 32° de lumière blanche et 228° de noir absolu. J'obtiens alors le rouge du deuxième cercle, qui est, on le sait, rabattu de $\frac{1}{10}$ de noir, en couvrant le disque d'un secteur de 36° de gris et de 228° de rouge; on met en rotation rapide et l'on constate son identité avec le rouge du deuxième cercle, que l'on a peint sur un petit disque placé au centre du premier. Toutes les autres intermédiaires s'obtiennent de même, en donnant aux secteurs gris et aux secteurs rouges des angles qui sont entre eux comme les chiffres 2 à 8, 3 à 7, 4 à 6, 5 à 5, etc.

On donne à l'expérience une forme plus saisissante en disposant les différents disques dont je viens de parler en anneaux concentriques. En mettant en rotation rapide, on voit, disposés autour du même centre, les différentes couleurs marquant par degré le passage du rouge au gris. L'équidistance à la vue des neuf intermédiaires est des plus satisfaisantes et l'œil éprouve un plaisir incontestable à regarder cet ensemble.

Cette expérience synthétique prouve que l'équidistance à la vue est bien représentée par une progression arithmétique. Cette progression ne se rapporte nullement au mélange des matières qui ont servi à produire les deux extrêmes, mais uniquement au mélange des sensations excitées par la vue de ces mêmes extrêmes.

En prenant pour guide le disque rotatif, il est facile d'obtenir une dégradation régulière d'une couleur donnée; mais les teinturiers des Gobelins n'avaient pas ce guide; ils ont su arriver au même résultat, uniquement conduits par leur grande habitude de juger les couleurs : propriété remarquable de l'œil exercé, qu'il était bien intéressant de constater.

Résumé. — Ainsi, pour résumer, l'étude que j'ai faite des cercles chromatiques m'a permis de constater que ce que M. Chevreul a appelé l'*équidistance* entre couleurs est bien le résultat du mélange des sensations colorées, suivant une progression arithmétique. Il m'a été impossible de reconnaître la relation qui existe entre les tons d'une gamme quand la couleur est modifiée par le

blanc; car la copie lithographiée ne contient aucun document utilisable pour cette étude. Nous savons que, à cause du phénomène de la perte de rouge, la seule gamme du rouge et aussi celle du noir auraient pu servir à cette étude; pour toutes les autres gammes, chaque ton a une autre complémentaire, et dès lors il n'y a plus entre eux aucune commune mesure.

SUR L'EMPLOI DU RADIOMÈTRE COMME APPAREIL DE DÉMONSTRATION;

PAR M. J. VIOLLE.

Aucun appareil assurément ne peut remplacer la pile thermo-électrique dans les recherches sur la chaleur rayonnante; mais l'instrument de Melloni ne se prête que difficilement aux expériences de cours, et, dans les établissements d'enseignement secondaire, on ne montre guère les curieux phénomènes de chaleur rayonnante. Le radiomètre permet, au contraire, de répéter avec facilité toutes les expériences fondamentales; en le promenant dans le spectre, on montre facilement (même avec la lumière Drummond) la distribution de la chaleur dans la partie lumineuse et dans la région infra-rouge. L'action des verres colorés, l'absorption de la chaleur par l'eau en couches de diverses épaisseurs, et tous les phénomènes analogues s'établissent sans aucune difficulté. Le faisceau calorifique que l'on emploie tombe librement, ou après passage à travers la substance absorbante, sur le radiomètre dont l'image est prise par une lentille et renvoyée sur un écran; l'expérience est très-nette et très-jolie: on peut la rendre plus précise en adoptant une disposition qui permette de compter les nombres de tours du moulinet. J'ai fait construire à cet effet, par M. Alvergniat, un petit radiomètre, qui se pose sur l'appareil à projection de Duboscq et dont on peut aisément compter les tours sur l'écran.

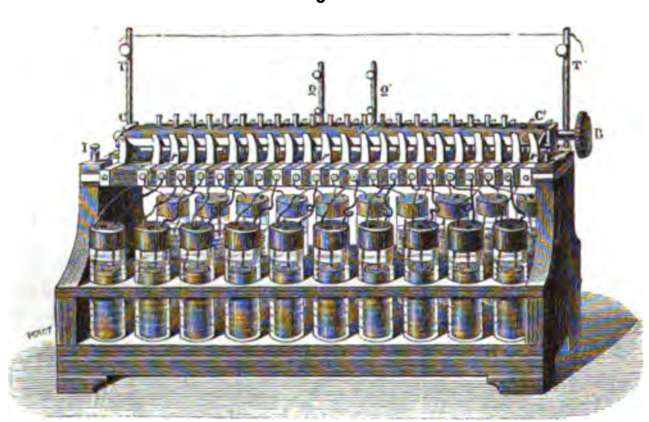
MACHINE RHÉOSTATIQUE;

PAR M. GASTON PLANTÉ.

La pile secondaire que j'ai fait connaître en 1860 ([1]) m'a permis d'étudier, dans ces dernières années, les phénomènes produits par des courants électriques de haute tension. J'ai employé, à cet effet, un grand nombre de couples secondaires réunis sous forme de batteries, dont je rappellerai sommairement ici la disposition.

La *fig.* 1 représente une batterie secondaire de 20 couples.

Fig. 1.



Chaque couple est composé de deux lames de plomb, enroulées en hélice et immergées dans de l'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ par l'acide sulfurique. Les pôles de chaque lame communiquent avec les ressorts d'un commutateur destiné à associer les couples secondaires en *quantité* pendant la charge et en *tension* pendant la décharge. La batterie est mise en action par deux éléments de Grove ou de Bunsen. Les pinces QQ' communiquent avec le circuit de quantité, et servent à faire rougir ou à fondre des fils métalliques gros et courts, lorsque les couples secondaires associés en surface sont

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. L, LXVI, LXXIV et LXXVII.

restés soumis quelque temps à l'action du courant primaire. Les pinces TT' communiquent avec le circuit de tension, et permettent d'amener à l'incandescence ou à la fusion des fils métalliques longs et fins, quand on tourne le commutateur de manière à réunir tous les couples secondaires en tension.

Dans des expériences récentes, j'ai réuni 20 batteries semblables à celle qui vient d'être décrite, mais composées chacune de 40 couples, et formant un total de 800 couples secondaires. Ces batteries n'exigent, pour être chargées toutes à la fois en surface, que deux ou quatre éléments de Grove ou de Bunsen. Quand les couples secondaires ont été bien *formés* (1), et quand les batteries ne sont pas restées trop longtemps sans fonctionner, quatre ou cinq heures suffisent pour les charger. On peut ensuite, en tournant les commutateurs de manière à associer les 800 couples secondaires en tension, dépenser à son gré, soit en quelques secondes, soit en un temps plus long, l'énorme quantité d'électricité résultant du travail chimique accumulé pendant plusieurs heures par la pile primaire. On obtient ainsi un courant de décharge équivalant à peu près à celui de 1200 éléments de Bunsen.

La force électromotrice de chaque couple secondaire à lames de plomb vaut, en effet, à l'instant de la rupture du courant primaire, une fois et demie celle de l'élément de Bunsen, d'après la mesure que j'en ai donnée autrefois et d'après de récentes déterminations. La résistance de chacun des couples composant les batteries est très-notablement inférieure à celle des éléments de Bunsen de dimensions ordinaires, par suite du très-grand rapprochement des lames de plomb, et malgré l'exiguïté de leur surface totale ($0^{mq},02$). Cette résistance est à peine de 3^{m} de fil de cuivre de 1^{mm} de diamètre.

Après avoir observé les nombreux phénomènes produits par la décharge de ces batteries dans diverses conditions (2), j'ai été con-

(1) J'ai désigné sous le nom de *formation* une série d'opérations consistant à augmenter l'épaisseur des dépôts d'oxyde et de plomb réduit, à la surface des lames, par le passage du courant primaire tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, et à divers intervalles. On augmente ainsi la durée des effets des couples secondaires; on leur communique, en outre, la propriété de conserver leur charge pendant plusieurs jours et même pendant plusieurs semaines.

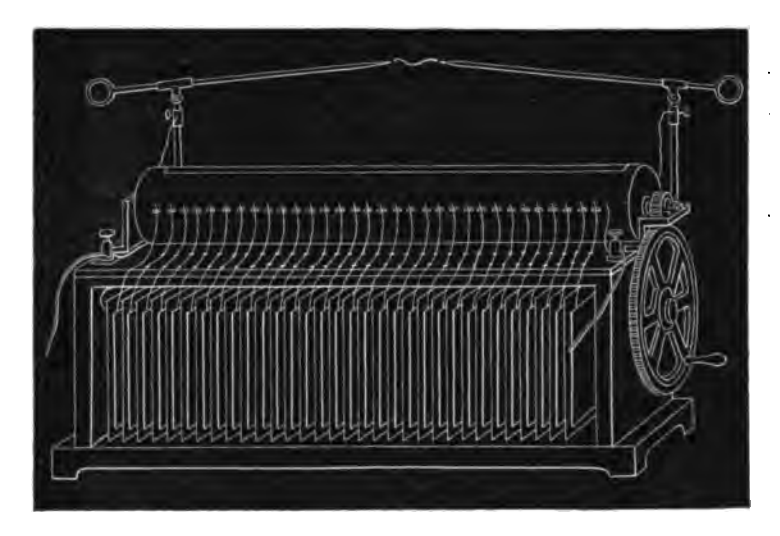
(2) *Comptes rendus*, t. LXXX, LXXXI, LXXXII, LXXXIV et LXXXV.

duit à en étudier les effets *statiques*, et j'ai réalisé un appareil qui montre l'intensité que ces effets peuvent acquérir (*fig.* 2).

Le courant émis par les 800 couples secondaires permettant de charger fortement un condensateur à lame isolante suffisamment mince, j'ai réuni un certain nombre de condensateurs à lame de mica, et je les ai disposés comme les couples de la batterie secondaire elle-même, de manière à pouvoir être aisément chargés en *quantité* et déchargés en *tension*.



Fig. 2.



Toutes les pièces de l'appareil ont dû être naturellement isolées avec soin. Le commutateur est formé d'un long cylindre en caoutchouc durci, muni de bandes métalliques longitudinales, destinées à réunir les condensateurs en surface, et traversé, en même temps, par des fils de cuivre, coudés à leurs extrémités, ayant pour objet d'associer les condensateurs en tension. Des lamelles ou des fils métalliques façonnés en ressorts sont mis en relation avec les deux armatures de chaque condensateur et fixés sur une plaque en ébonite, de chaque côté du cylindre, qui peut être animé d'un mouvement de rotation.

Si l'on fait communiquer les deux bornes de l'appareil avec la batterie secondaire de 800 couples, même plusieurs jours après l'avoir chargée avec deux éléments de Bunsen, et si l'on met le

commutateur en rotation, on obtient, entre les branches de l'excitateur, auxquelles aboutissent les armatures des condensateurs extrêmes, une série d'étincelles tout à fait semblables à celles que donnent les machines électriques munies de condensateurs. En employant un appareil formé seulement de trente condensateurs, ayant chacun $0^{mq},03$ de surface, j'ai obtenu des étincelles de 4^{c} de longueur.

La tension d'une batterie secondaire de 800 couples n'est pas nécessaire pour produire des effets marqués avec cet appareil. En ne faisant agir que 200 couples, on a des étincelles de 8^{mm} et l'on pourra sans doute, en diminuant encore l'épaisseur des lames isolantes et en multipliant le nombre des condensateurs, obtenir des effets avec une source d'électricité de moindre tension.

Il y a lieu de remarquer que les décharges d'électricité statique fournies par l'appareil, ne sont pas de sens alternativement positif et négatif, mais toujours dans le même sens, et que la perte de force résultant de la transformation doit être moindre que dans les appareils d'induction ; car, le circuit voltaïque n'étant pas fermé un seul instant sur lui-même, il n'y a pas conversion d'une partie du courant en effet calorifique.

On peut maintenir très-longtemps l'appareil en rotation et produire un nombre considérable de décharges, sans que la batterie secondaire paraisse sensiblement affaiblie. Cela vient de ce que chaque décharge n'enlève qu'une quantité très-minime d'électricité, et que, comme il est dit plus haut, le circuit de la batterie n'est pas fermé par un corps conducteur. L'électricité de la source se répand simplement sur les surfaces polaires offertes par tous les condensateurs, au fur et à mesure qu'on les décharge. Mais cette émission constamment répétée doit finir néanmoins par enlever une certaine quantité d'électricité, et, quand l'instrument est chargé par une batterie secondaire, on pourrait épuiser peut-être, sous forme d'effets statiques, toute la quantité d'électricité que fournit le courant de la batterie.

On réalise donc ainsi, par une autre voie que celle de l'induction proprement dite, à l'aide d'un simple effet d'influence statique sans cesse renouvelé, la transformation de l'électricité dynamique, de sorte que cet appareil peut être désigné sous le nom de *machine rhéostatique*.

A. RIGHI. — Ricerche sperimentali sull' interferenza della luce (Recherches expérimentales sur les interférences de la lumière); *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne,* 3e série, t. VIII; 1877.

Première Partie : *Phénomènes de diffraction qui accompagnent les franges d'interférence.* — Quand on exécute avec le biprisme l'expérience des interférences, en employant de la lumière homogène, on reconnaît que les franges lumineuses ne présentent pas toutes la même intensité, mais que la frange centrale, ainsi que plusieurs autres franges, symétriques par rapport à celle-ci, sont un peu obscurcies; avec la lumière blanche on observe des couleurs dans les régions du tableau où la théorie élémentaire indiquerait de la lumière blanche, notamment dans la frange centrale. M. Righi attribue cette anomalie à un phénomène de diffraction. En effet, les faisceaux interférents issus des deux images virtuelles fournies par le biprisme sont limités par les dimensions de l'appareil; chacun d'eux doit produire le même phénomène de diffraction que l'on obtiendrait en remplaçant la portion correspondante du biprisme par une ouverture de même grandeur percée dans un écran opaque. La théorie indique et l'expérience confirme que ces franges de diffraction doivent être surtout visibles quand le biprisme est au milieu de la distance entre la source lumineuse et l'écran de projection. Quand on place le biprisme tout près de l'écran, la frange centrale, obtenue avec la lumière blanche, est parfaitement blanche; mais, en éloignant peu à peu le biprisme, cette frange se colore d'abord en rouge, et passe successivement par une série de couleurs faciles à déterminer. On observe des phénomènes analogues avec les miroirs de Fresnel, et, en général, avec tous les appareils employés à produire les interférences.

Le procédé employé par M. Righi pour étudier les phénomènes de diffraction est très-original : il consiste dans l'emploi d'un spectroscope disposé avec sa fente perpendiculaire à la direction des franges. Supposons qu'on opère avec de la lumière blanche et que l'on ait affaire à des franges d'interférence normales : le spectre obtenu est sillonné dans le sens longitudinal, c'est-à-dire perpendiculaire à l'arête réfringente du prisme, de franges noires courbes

plus rapprochées dans le violet que dans le rouge. On se rendra compte de cette apparence inaccoutumée en remarquant que, sur chaque bande transversale et monochromatique du spectre, on doit rencontrer autant de places noires qu'il y a de franges d'interférence pour la couleur considérée; ces places sont d'autant plus nombreuses que la longueur d'onde de la lumière est plus petite; et, comme celle-ci varie d'une manière continue, les bandes noires formées par la succession des franges de même rang dans les diverses couleurs vont en se rapprochant quand on passe du rouge au violet; leur forme plus ou moins courbe dépend de la loi de dispersion du prisme.

Entre deux bandes noires longitudinales la série des couleurs spectrales est complète; mais il ne pourrait en être de même dans le cas de franges anormales colorées; à celles-ci correspondent dans le spectroscope des bandes lumineuses interrompues, et c'est en effet ce que l'on constate quand on applique ce mode d'étude aux franges de diffraction produites par une ouverture unique percée dans un écran opaque. Si l'on élargit peu à peu cette ouverture, on voit un trait noir envahir l'extrémité violette de la bande centrale, et se déplacer lentement vers le rouge; puis une seconde tache apparaître, toujours vers l'extrémité violette, et se déplacer dans le même sens, etc. Les franges intérieures à l'ombre géométrique présentent le même phénomène. On obtient un résultat identique quand, laissant la fente de largeur invariable, on la rapproche soit de la source, soit de l'écran de projection.

Le biprisme fournit aussi un spectre à bandes lumineuses discontinues; mais les traits noirs se déplacent du violet vers le rouge quand on rapproche le biprisme du milieu de la distance entre l'écran et la source : c'est l'inverse qui avait lieu dans le cas de la diffraction par une fente. La théorie justifie parfaitement cette différence.

Deuxième Partie : *Interférence des rayons polarisés qui ont traversé une lame de quartz.* — La méthode spectroscopique de M. Righi a l'avantage d'indiquer nettement l'origine des franges auxquelles on a affaire. L'auteur l'a employée avec succès à l'étude d'une expérience invoquée par Arago pour établir l'interférence des rayons circulaires, et que l'on trouve décrite dans ce recueil

t. II, p. 159. La lumière polarisée par un Nicol traverse un biprisme, puis une lame de quartz de $0^m,03$ à $0^m,04$ d'épaisseur, taillée perpendiculairement à l'axe ; elle est reçue sur un analyseur biréfringent et enfin sur un oculaire ; les deux images de l'analyseur présentent chacune trois systèmes de franges. Ces franges sont ordinairement attribuées à l'interférence des deux rayons circulaires droits D_1 et D_2, et circulaires gauches G_1 et G_2, provenant de l'action du quartz sur les deux faisceaux polarisés qui sortent du biprisme. Les rayons de même rotation, également modifiés par le quartz, donneraient au centre du champ deux systèmes de franges superposés ; et les rayons de rotation contraire présentant l'un sur l'autre un certain retard donnent de part et d'autre les deux systèmes de franges latéraux.

M. Righi fait observer avec raison qu'au sortir du quartz les rayons D_1 et G_1 circulaires opposés ne représentent plus qu'un rayon polarisé ordinaire et que rien n'autorise *a priori* à attribuer une existence distincte à ces deux composantes d'un même rayon. Mais, si cette manière de voir peut être contestée, il ne peut en être de même du résultat fourni par les expériences suivantes : 1° les trois systèmes de franges persistent si l'on place le biprisme derrière le système formé par un polariseur, la plaque de quartz et un analyseur ; au sortir de ce dernier, il n'y a plus à coup sûr de rayons circulaires distincts ; 2° que l'on emploie la disposition précédente ou celle d'Arago, les franges latérales disparaissent quand on substitue la lumière monochromatique à la lumière blanche.

A quoi faut-il donc attribuer la production des franges latérales? M. Righi démontre que c'est à l'absence des couleurs, éteintes par le quartz et les Nicols. Si l'on observe les franges à l'aide de la méthode de M. Righi, le spectre, strié longitudinalement des bandes que nous connaissons déjà, présente en outre un certain nombre de bandes noires transversales, correspondant aux couleurs éteintes par le quartz. Or la suppression d'une ou plusieurs couleurs spectrales suffit certainement à produire des franges latérales, dans la région où l'on n'observe plus, dans le cas de la lumière blanche, qu'une intensité moyenne sensiblement invariable. C'est ce que l'auteur établit par une série d'expériences fort intéressantes.

1° La lumière solaire est reçue sur une fente, une lentille convergente achromatique et un prisme de spectroscope. Dans le plan où se forme le spectre on place un petit écran qui en intercepte une portion, puis au delà une lentille à court foyer qui rassemble tous les rayons en une image monochromatique, enfin une lentille cylindrique et le biprisme : on voit alors les franges d'interférence flanquées latéralement de deux systèmes de nombreuses franges pâles, analogues à celles de l'expérience d'Arago.

2° En conservant la disposition précédente, on place entre la fente et la première lentille deux Nicols parallèles ou croisés et dans leur intervalle un épais morceau de quartz. Un carton blanc placé dans le plan où se forme le spectre réel permet de reconnaître le nombre et la position des bandes sombres dont il est sillonné : on découpe ce carton de manière qu'il intercepte la lumière correspondant à ces bandes sombres, et l'on enlève les Nicols et le quartz ; les franges que l'on observe sont identiques à celles de l'expérience d'Arago.

3° On obtient encore les mêmes franges en plaçant entre la fente et la lentille soit un ballon rempli de vapeur d'acide hypoazotique, soit une cuve à faces parallèles contenant une dissolution étendue de permanganate de potasse ; les bandes d'absorption du spectre de l'acide hypoazotique ou du permanganate remplacent les bandes sombres résultant de l'emploi des deux Nicols et du quartz.

Enfin M. Righi soumet sa manière d'interpréter le phénomène à une épreuve plus décisive. La lumière solaire polarisée par un Nicol est reçue sur une lentille cylindrique qui la concentre sur une petite ligne lumineuse O. Au delà, on place le biprisme et une lentille achromatique et l'on obtient sur un écran convenablement placé deux images réelles i et i' de la ligne O ; si l'on transporte l'écran plus loin, on y recueille les franges d'interférence provenant des deux sources i et i' (¹). Plaçons un biquartz un peu au delà de i et i', de telle sorte que les rayons issus de i traversent le quartz dextrogyre, ceux issus de i' le quartz lévogyre, les franges

(¹) Afin de ne pas être obligé de se placer trop loin pour l'observation des franges, il convient de placer au delà de i et i' une seconde lentille convergente à long foyer.

centrales disparaissent et sont remplacées par deux systèmes de franges latérales; pour que l'expérience réussisse bien, il faut employer un biquartz très-épais : M. Righi employait trois biquartz superposés d'épaisseur totale égale à $22^{mm},5$.

Pour expliquer ce phénomène, on peut supposer, comme Arago, que les quartz dédoublent les rayons polarisés en rayons circulaires, et l'on explique aisément l'apparence obtenue avec la lumière blanche et tant qu'on se borne à observer directement les franges. En effet, le quartz dextrogyre donne un retard au rayon circulaire gauche G qui le traverse; le quartz lévogyre un retard égal à l'autre rayon circulaire droit D'. Il y a donc une différence de marche entre les circulaires de même espèce, et leur interférence fournit des franges déplacées latéralement, soit à droite, soit à gauche. Quant aux rayons D et G', ou D' et G, ils ne peuvent interférer que si l'on introduit un analyseur. Alors on constate, en effet, que les franges centrales apparaissent.

Mais, si l'on observe les franges au spectroscope, elles présentent un caractère dont l'hypothèse d'Arago ne peut rendre raison, et qui s'explique très-bien, au contraire, par la méthode de M. Righi. Le spectre est sillonné transversalement de bandes noires, comme dans l'expérience d'Arago, mais il présente dans le sens longitudinal des franges discontinues. Pour deux régions adjacentes du spectre limitées aux bandes noires transversales, les franges longitudinales sombres, de l'une des régions, correspondent sensiblement au milieu des franges brillantes de l'autre, et inversement. Cette apparence est parfaitement expliquée dans le Mémoire, mais à l'aide de calculs trop longs pour trouver place ici.

Voyons maintenant quelle apparence doivent présenter les franges observées sans le secours du spectroscope. Les deux systèmes de franges longitudinales, étant alternés dans le spectre, doivent se neutraliser sensiblement, d'où l'absence de franges centrales; les franges latérales ont pour origine, comme dans l'expérience d'Arago, l'absence, dans le spectre, des couleurs correspondant aux bandes noires transversales.

L'effet produit quand on ajoute un analyseur s'explique aussi d'une manière complète quand la section principale de l'analyseur coïncide avec celle de l'analyseur ou se place à 90 degrés de celle-ci; l'apparence obtenue au spectroscope est la même que dans

l'expérience d'Arago; quand les deux sections principales sont à 45 degrés, on retombe sur l'apparence observée sans analyseur.

Il semble bien résulter de ces diverses expériences que les rayons circulaires inverses superposés n'ont pas d'existence réelle en dehors du quartz. Dans tous les cas, cette existence séparée n'est nullement prouvée par l'expérience d'Arago.

Appendice. — L'auteur termine son très-intéressant Mémoire par la description de quelques phénomènes d'interférence observés en employant deux ou plusieurs lumières simples superposées et en regardant directement les franges à l'aide d'un oculaire. Choisissons, par exemple, le rouge moyen du spectre et le vert-feuille. Les franges des deux couleurs coïncident au centre du champ de vision; les franges obscures sont parfaitement noires, les franges brillantes colorées en jaune d'or; à quelque distance du centre la coïncidence cessera de se produire, et l'on a des franges alternativement rouges et vertes, plus loin encore des franges noires et jaune d'or, etc.

Avec deux couleurs très-voisines, prises, par exemple, dans le rouge, on aura un système central de franges rouges et noires d'intensité décroissante, et des systèmes latéraux de franges, aussi rouges et noires, séparés du système central par un intervalle rouge d'un éclat uniforme. Avec deux couleurs très-éloignées, par exemple le rouge extrême et l'azur moyen, on obtient de nombreux systèmes de franges alternativement blanches et noires ou rouges et bleues, contenant chacun un très-petit nombre de franges.

Enfin on obtient encore des systèmes de franges multiples en prenant comme source lumineuse une vapeur métallique ou un gaz incandescent. Avec le chlorate de strontiane volatilisé dans la lumière Drummond, on aperçoit cinq systèmes de franges d'interférence; avec le chlorate de baryte, on en observe un très-grand nombre. Les tubes de Geissler contenant de l'azote, et qui fournissent, quand on les anime par une bobine d'induction ou une bonne machine de Holtz, le spectre de bandes, ont donné trois systèmes de franges.

E. Bouty.

E. BUDDE. — Notiz über das Verhalten der Electricität in Electrolyten (Marche de l'électricité dans les électrolytes); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 618; 1875.

Supposons les électricités (positive et négative) attachées aux éléments (*ions*) dans lesquels un électrolyte est décomposable. Si l'électrolyte est du sel marin fondu, placé dans un tube d'un millimètre carré de section, le courant d'intensité 1 donnera une vitesse de $0^{mm},306$ par seconde à chacun des éléments, vitesse insignifiante, et qui, si l'éther lumineux était identique avec l'électricité, ne pourrait être décelée par l'expérience ([1]).

L'auteur calcule dans cette hypothèse les quantités d'électricité positive et négative renfermée dans 58 milligrammes de sel marin, et trouve qu'en réunissant en un point toute l'électricité positive, en un autre point, distant d'un millimètre, toute l'électricité négative, l'attraction réciproque de ces points serait $(137.10^{12})^2$, le milligramme-millimètre étant l'unité; en supposant ces deux points à 1 kilomètre de distance, leur attraction donnerait encore à une masse d'un kilogramme l'accélération de 30000 kilomètres par seconde.

A. Potier.

R. BÖRNSTEIN. — On the influence of light on the electrical tension in metal (Action de la lumière sur la tension électrique des métaux); *Phil. Magazine*, t. IV, p. 330-336, novembre 1877.

L'auteur a démontré que, dans un circuit formé de deux métaux, il se produit un courant photo-électrique toutes les fois que les deux soudures sont exposées à des radiations lumineuses d'inégale intensité. Lorsqu'on soumet l'une des soudures tantôt à un éclairement plus fort, tantôt à une élévation de température, les courants photo-électriques et thermo-électriques produits dans les deux cas sont de sens opposés.

L'auteur rappelle d'abord les découvertes analogues qui ont pré-

---

([1]) *Voir* ce Journal, t. III, p. 225.

cédé la sienne, puis il expose ses expériences. M. Becquerel, en 1839, a fait connaître l'action électromotrice due à l'éclairement de plaques métalliques immergées dans des liquides.

Les expériences de MM. Grove, Pacinotti, Hankel ont étendu celles de M. Becquerel; puis, après que l'on eut découvert l'action de la lumière sur le sélénium (action étendue par M. Börnstein aux métaux), MM. Adams et Dag constatèrent que l'éclairement inégal d'un morceau de sélénium y fait naître des courants électriques.

M. Börnstein emploie les métaux en couches assez minces pour être transparentes : couches d'argent et de platine disposées chimiquement sur du verre, feuilles battues d'or et de cuivre et d'aluminium collées sur verre. Le cuivre et l'aluminium étaient trop épais pour être transparents. La lumière employée était celle du magnésium.

La série des tensions de métaux est exactement inverse suivant qu'on fait agir la chaleur ou bien la lumière; elle est pour la lumière argent, platine, cuivre, or, aluminium. L'opposition des effets de ces deux agents empêche d'attribuer à l'échauffement par absorption les courants dus à l'éclairement. La lumière solaire directe agit surtout par ses rayons obscurs : elle produit un courant thermo-électrique. G. Lippmann.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1877.

(1er semestre.)

Ogden.-N. ROOD. — Observation sur une propriété de la rétine, découverte par Tait, p. 32.

Dans les *Edinburgh Proceedings,* 1869-70, p. 605-607, Tait rapporte que, pendant une maladie, chaque fois qu'il se réveillait, la flamme d'une lampe munie d'un abat-jour en verre dépoli lui paraissait d'abord rouge foncé pendant environ une seconde. Les nerfs visuels sensibles au vert et au violet (théorie d'Young) ne se réveillaient qu'après les nerfs sensibles aux rayons rouges. M. Ogden Rood a lui-même observé des faits analogues.

L'appareil de la vision redevient donc, après une violente fatigue, moins promptement sensible aux rayons verts et violets qu'aux rayons rouges.

Francis-E. NIPHER. — Sur quelques phénomènes de vision binoculaire, p. 35.

J. LE CONTE. — Remarque sur la Note précédente, p. 252.

Les phénomènes signalés par M. Nipher sont déjà connus. M. Le Conte en a donné l'explication dans l'*American Journal* (année 1871).

Arthur-W. WHIGHT. — Production de couches métalliques transparentes par l'étincelle électrique jaillissant dans des tubes de Geissler, p. 49.

Quand, dans l'intérieur d'un tube de Geissler, on place des feuilles d'or battu au voisinage de la portion centrale capillaire, le métal est rapidement volatilisé et donne une couche qui paraît continue au microscope; elle est fortement réfléchissante et prend, quand on la regarde par transparence, une belle couleur verte. Le dépôt peut être rendu plus beau encore par certaines dispositions qu'indique l'auteur.

L'argent donne une couche presque aussi parfaite et qui paraît bleu foncé par transparence. Le platine paraît gris, un peu bleuâtre, le palladium brun fumeux, le plomb brun fumeux tirant sur l'olive; il est transparent, mais beaucoup moins brillant par réflexion que les métaux précédents.

Le zinc et le cadmium sont très-brillants par réflexion et d'un beau gris bleu foncé par transparence.

L'aluminium et le magnésium sont beaucoup plus difficiles à volatiliser; le premier est bleuâtre, le second gris bleuâtre, plus clair que le zinc et le cadmium.

Le fer donne une très-belle couche très-réfléchissante, et d'une magnifique teinte neutre par transparence. La couche donnée par le tellure est très-brillante et rouge foncé.

Enfin on a pu volatiliser sans décomposition apparente de l'oxyde magnétique de fer qui a donné une couche gris brunâtre, d'une couleur et d'un aspect analogues à ceux de couches minces que l'on rencontre dans certains micas.

Sous le rapport de la facilité à la volatilisation, les métaux se suivent dans l'ordre suivant: bismuth, or, argent, platine, palladium, plomb, étain, zinc, cadmium. Le cuivre, le fer, le nickel et le cobalt résistent beaucoup plus. Enfin l'aluminium et surtout le

magnésium sont de beaucoup les plus rebelles à la volatilisation par les décharges électriques. Il semblerait, d'après cela, que les métaux volatilisables sont ceux dont l'équivalent chimique est le plus élevé.

Henri DRAPER. — Observations astronomiques sur l'atmosphère des montagnes Rocheuses, faites à l'altitude de 4500 à 11 000^{pi} (1370 à 3300^{m}) dans les territoires d'Utah et de Wijoming et dans le Colorado.

Les ondulations de l'air sont un des plus grands obstacles aux observations astronomiques. On admet souvent que, pour les atténuer, il suffit de s'élever suffisamment haut, d'installer des observatoires sur les montagnes. Les recherches présentes de M. Draper prouvent que cela ne suffit pas toujours, au moins dans certains climats. Dans un voyage de deux mois aux montagnes Rocheuses et aux monts Wahsatch, il observa, chaque nuit où il était possible de le faire, à des stations dont l'altitude varie de 1370^{m} à 3300^{m}, et arriva aux conclusions suivantes. A une seule station, l'air fut à la fois calme et transparent; sur quinze nuits prises dans la meilleure saison de l'année (août et septembre), deux seulement furent très-belles. La transparence était toujours beaucoup plus grande qu'au niveau de la mer; mais les ondulations étaient aussi grandes, voir même plus grandes, que dans le voisinage de New-York. Enfin toute recherche astronomique un peu délicate serait impossible dans cette région pendant la moitié de l'année, tant à cause du froid que de l'état de l'atmosphère.

Henri DRAPER. — Photographie des spectres de Vénus et de α de la Lyre.

Depuis 1872, l'auteur photographie les spectres des étoiles et des planètes avec des miroirs de 28 et de 12 pouces (0^{m},70 et 0^{m},305), qu'il a construits lui-même.

Le spectre de α de la Lyre donne, dans le violet et l'ultra-violet, des bandes ou lignes larges qui ne ressemblent en rien à ce que l'on trouve dans le spectre solaire.

Le spectre de Vénus contient un grand nombre de raies; dans les environs de la raie H, et au delà, il présente un affaiblissement tout à fait semblable à celui du spectre du Soleil, au moment de son coucher.

C.-S. PEIRCE. — Note sur la sensation de la couleur, p. 247.

L'auteur étudie la théorie de la sensation de la couleur, en partant de la formule de Fechner (l'intensité de la sensation est proportionnelle au logarithme de l'excitation). A mesure que l'éclat d'une lumière croît, sa couleur, quelle qu'elle soit d'abord, tend vers une teinte limite, que l'auteur appelle *couleur brillante*, et qui est celle des rayons de longueur d'onde 582 (un peu plus réfrangibles que D). Quand on augmente l'éclat d'une couleur quelconque, on n'accroît pas les rayons de cette même teinte, mais on ne fait que lui ajouter de la *couleur brillante*. Il en résulte que la sensibilité photométrique de l'œil serait la même pour toutes les couleurs, ce que l'auteur vérifie par expérience. Une autre conséquence de cette théorie est que la portion du spectre où le changement de teinte doit être le plus rapide est justement celle qui avoisine la région de longueur d'onde 582. Ce dernier fait est d'accord avec l'apparence bien connue du spectre.

J. TROWBRIDGE. — Tourbillons annulaires dans les liquides.

Les belles expériences de MM. Thomson et Tait ont mis en honneur à l'étranger l'étude du mouvement tourbillonnaire. M. Trowbridge essaye d'étudier ce mouvement, non plus dans les gaz, mais dans les liquides. Une goutte d'eau tombant dans le même liquide doit former un tourbillon annulaire plus parfait qu'en tombant dans un autre liquide. Pour le montrer, on peut recouvrir la surface de l'eau de poussières qui sont entraînées avec la goutte (il suffit de verser sur l'eau un peu de teinture alcoolique de gingembre); on peut encore faire tomber des gouttes d'eau colorées avec des dérivés solubles de l'aniline. L'auteur montre que la formation des anneaux est une conséquence des équations générales du mouvement interne d'un liquide, et indique quelques vérifications expérimentales.

A.-S. KIMBALL. — Recherches nouvelles sur une des lois du frottement, p. 353.

Suivant Coulomb et le général Morin, le coefficient de frottement est indépendant de la vitesse; d'après M. Bochet, il décroît quand la vitesse croît; enfin, selon M. Hirn, il augmente avec la

vitesse. M. A.-S. Kimball a essayé de trancher le différend par de nouvelles expériences et arrive aux résultats suivants :

Pour de petites vitesses, le coefficient de frottement est petit ; il augmente d'abord rapidement avec la vitesse, puis atteint un maximum qui dépend de la nature des surfaces en contact et de la pression qu'elles supportent. Au delà, le coefficient de frottement diminue à mesure que la vitesse augmente.

CAREY LEA. — **Sensibilité de la lumière sur divers sels d'argent.**

L'auteur donne une liste des sels d'argent et acides minéraux ou organiques qui, sous l'action de la lumière, donnent une image non apparente, qui peut être révélée par l'acide pyrogallique, le carbonate d'ammoniaque et le bromure de potassium. Les chlorure, bromure et iodure d'argent tiennent naturellement la tête de la liste ; mais bien d'autres sels d'argent jouissent de cette propriété à différents degrés, tandis que d'autres ne paraissent rien donner dans les mêmes circonstances. A. Angot.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XII. — Décembre 1877.

Berthelot. — *Nouvelles recherches sur les phénomènes chimiques produits par l'électricité de tension*, p. 446.

Berthelot. — *Fixation de l'azote sur les matières organiques et formation de l'ozone sous l'influence des faibles tensions électriques*, p. 453.

Berthelot. — *Appareil pour soumettre à l'effluve électrique un volume limité de gaz*, p. 463.

Berthelot. — *Appareil pour faire passer l'étincelle électrique dans les gaz*, p. 467.

Berthelot. — *Sur la chaleur dégagée par les combinaisons chimiques dans l'état gazeux : acides anhydres et eau*, p. 529.

Berthelot. — *Recherches thermiques sur le chloral et son hydrate*, p. 536.

Berthelot. — *Appareil pour mesurer la chaleur de vaporisation des liquides*, p. 550.

Berthelot. — *Appareil pour mesurer la chaleur spécifique des liquides*, p. 559.

Berthelot. — *Appareil pour déterminer les points d'ébullition*, p. 562.

Berthelot. — *Sur la détermination de la chaleur de fusion*, p. 564.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome IV. — Novembre 1877.

J.-W. Mallet. — *Altération apparente du poids d'un fil placé dans la direction est-ouest, et traversé par un courant électrique,* p. 321.

R. Börnstein. — *Influence de la lumière sur la tension électrique des métaux,* p. 330.

Lord Rayleigh. — *Limite inférieure du spectre prismatique, d'après les observations de sir John Herschel,* p. 348.

Eugen Goldstein. — *Communication préliminaire sur les décharges électriques à travers les gaz raréfiés,* p. 353.

Tolver Preston. — *Conditions dynamiques applicables à la théorie de la gravitation de Le Sage,* p. 364.

J.-H. Gladstone. — *Observations sur la constitution chimique du système solaire,* p. 379.

5e série. — Tome IV. — Décembre 1877.

H. Buff. — *Conductibilité thermique et diathermancie de l'eau et de l'hydrogène,* p. 401.

G.-Johnstone Stoney. — *Pénétration de la chaleur à travers les gaz,* p. 424.

G. Moser. — *Spectres des combinaisons chimiques,* p. 444.

R.-S. Brough. — *Calcul théorique de la valeur la plus convenable de la résistance du récepteur d'un télégraphe,* p. 449.

R. Clausius. — *Théorème général relatif à l'influence électrique,* p. 454.

R. Clarke. — *Potentiel d'un ellipsoïde sur un point extérieur,* p. 458.

G. Habermann. — *Modification de la méthode de M. Dumas pour déterminer les densités de vapeur,* p. 462.

Annales de Poggendorff.

Nouvelle série. — Tome II. — N° 10. — Année 1877.

C. Quincke. — *Angle de raccordement et extension des liquides sur les corps solides,* p. 145.

Eilhard Wiedemann. — *Chaleur spécifique des vapeurs; sa variation avec la température,* p. 195.

H. Kaiser. — *Évaluation du rapport des chaleurs spécifiques de l'air sous pression constante et à volume constant au moyen de la vitesse du son,* p. 218.

Paul Moritz Schmidt. — *Frottement intérieur des corps solides* (suite), p. 241.

A. Ritter. — *Contribution à l'étude des états d'agrégation de la matière,* p. 273.

G. Recknagel. — *Méthode manométrique pour l'évaluation des poids spécifiques des gaz,* p. 291.

Sur la désagrégation de l'étain, p. 304.

DES PLAQUES CIRCULAIRES AIMANTÉES OU LES LIGNES ISODYNAMIQUES SONT DES CIRCONFÉRENCES CONCENTRIQUES;

PAR M. E. DUTER.

Dans ce travail j'envisage des aimants, entièrement nouveaux, je crois, et où la distribution du magnétisme est incomparablement des plus simples. Ces aimants sont des disques circulaires pleins ou évidés en anneaux taillés dans des plaques d'acier de 1^{mm} d'épaisseur. Je vais immédiatement parler de leur formation.

I. *Aimantation des plaques circulaires, où les lignes isodynamiques sont des circonférences concentriques.* — Si l'on place, sur le pôle d'un électro-aimant très-puissant terminé en pointe et perpendiculairement à son axe, un disque circulaire mince (de 1^{mm} d'épaisseur, par exemple) et dont le centre est au pôle de l'électro-aimant, on constate qu'après la séparation de l'électro-aimant et du disque, ce dernier reste aimanté. Si l'on y projette de la limaille de fer, de façon à former un fantôme magnétique, on constate que cette limaille se dispose en files dirigées suivant les rayons du disque. On constate, en promenant un rayon quelconque du disque devant un pôle d'aiguille aimantée que le centre de la plaque est un pôle d'un certain nom (austral par exemple), que le magnétisme austral de la plaque diminue à mesure qu'on va du centre vers les bords jusqu'à devenir nul et qu'ensuite on ne trouve plus que du magnétisme boréal croissant jusqu'au bord.

Ainsi, dans un de mes disques, les deux magnétismes, austral et boréal, sont distribués de telle façon que l'un d'eux occupe une plage centrale et l'autre une plage marginale entourant la première.

Il n'est pas nécessaire, pour obtenir des effets semblables, que le disque soit plein ; des anneaux plats terminés par deux cercles concentriques donnent une distribution analogue. Pour aimanter ces anneaux, il me suffit de les placer sur un électro-aimant très-puissant dont la tranche polaire s'adapte exactement au creux de l'anneau.

L'épreuve préliminaire faite avec l'aiguille aimantée et la limaille de fer conduit encore à cette conséquence que les deux magnétismes occupent des régions concentriques, le maximum de l'un existant sur une des circonférences terminales et le maximum de l'autre sur l'autre circonférence terminale; enfin les lignes d'aimantation sont les rayons de l'anneau.

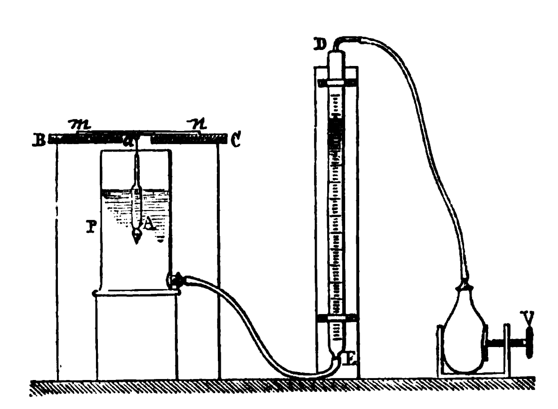
II. *Mesure du magnétisme libre.* — Pour mesurer le magnétisme libre répandu sur ces plaques, j'ai employé, comme je l'avais déjà fait dans un travail précédent, la méthode de l'arrachement: cette méthode est celle de M. Jamin, et elle a conduit l'illustre physicien aux résultats très-nombreux et très-importants que l'on sait.

Dans l'application de ce procédé, je me suis attaché à rendre le contact extrêmement petit, afin de ne pas altérer, par son approche, la distribution du magnétisme sur l'aimant à étudier; je l'ai fait en outre avec du fer parfaitement doux.

Pour cela, j'ai pris des cylindres de fer assez volumineux que j'ai mis dans de l'acide sulfurique étendu, jusqu'au moment où ils ont été réduits aux dimensions de très-petits grains de limaille. Pour mesurer les arrachements d'aussi petits contacts, j'ai eu recours à un artifice particulier.

Chaque petit grain de fer est fixe à l'extrémité *a* (*fig.* 1) du

Fig. 1.



canal d'un tube capillaire; ce tube capillaire termine lui-même un aréomètre cylindrique A flottant sur l'eau. Au-dessus de l'aréo-

mètre se trouve une table de bronze BC supportant la plaque aimantée *mn*. La table est percée d'un trou par où s'engage la pointe de l'aréomètre, de telle sorte que le fer puisse venir toucher la plaque.

Voici par quelles dispositions j'assure le contact : le vase cylindrique P communique avec l'extrémité inférieure E d'un tube gradué ED. L'extrémité supérieure D de ce tube communique avec une poire de caoutchouc hermétiquement fermée et qui peut être comprimée par le jeu d'une vis V.

Si l'on vient à tourner dans un sens convenable la vis V, on comprime l'air de la poire ; cet air fait remonter l'eau dans le vase P, et il arrive un moment où le contact vient toucher la plaque *mn*. L'instant précis de ce contact est donné par un signal électrique. Le point où l'eau s'arrête dans le tube ED est pris comme zéro. Si dans cette opération la plaque *mn* était aimantée, elle pourrait attirer le contact, et la détermination précédente serait fautive ; aussi ai-je eu soin d'opérer avec une plaque métallique non magnétique, et c'est quand le zéro est obtenu que je le remplace en *mn* par la plaque à étudier. Une graduation tracée sur la table supérieure en bronze permet d'amener au-dessous du contact tel point que l'on veut de la plaque aimantée. Enfin, si l'étude d'un aimant doit avoir une certaine durée, il faut rechercher le zéro du tube gradué de temps en temps, afin de se mettre à l'abri des erreurs dues à l'évaporation.

Quand on a ainsi assuré le contact, il est très-facile d'avoir la force d'arrachement. En effet, en détournant la vis V, on diminue la pression de l'air dans la poire, et l'eau du vase P s'écoule ; la poussée de cette eau sur le flotteur diminue d'une façon continue, et il arrive un moment où la perte de poussée de cette eau sur le flotteur est justement égale à la force qui relie le contact à l'aimant. La quantité d'eau écoulée dans le tube gradué est proportionnelle à cette force. Dans mon appareil la section du vase P vaut environ 101 fois celle du flotteur, de sorte que, pour 1^{gr} de force d'arrachement, il passe 100^{gr} ou 100^{cc} dans le tube gradué ; comme, en outre, ce tube est divisé en dixièmes de décimètre cube, on obtient très-facilement une approximation de 1^{mgr}. Les plus grandes forces mesurées avec cet appareil étaient de $0^{gr},2$. Je me suis servi dans mes mesures de trois petits contacts différents,

qui m'ont toujours donné au même point des nombres proportionnels.

Enfin rien de plus facile que de se mettre à l'abri de trépidations, en faisant reposer tout le système sur des feuilles de feutre.

III. *Loi de distribution du magnétisme libre sur les plaques circulaires à lignes isodynamiques concentriques.* — 1° Si les aimants sont des anneaux plats de même épaisseur, dont le rayon extérieur est R et le rayon intérieur r, la distribution du magnétisme sur un rayon quelconque est donnée par la formule

$$(1) \qquad M = A \sin \frac{\pi(R^2 + r^2 - 2x^2)}{2(R^2 - r^2)};$$

x est la distance au centre de la plaque du point où le magnétisme est M.

A est constant pour des anneaux de rayons différents, si ces anneaux ont été taillés dans la même feuille d'acier.

Il résulte de cette formule que la ligne où le magnétisme libre est nul est une circonférence dont le rayon est $\sqrt{\frac{R^2 + r^2}{2}}$. On voit que le magnétisme libre est le même en tous les points d'une circonférence, dont le centre coïncide avec celui de la plaque. Le magnétisme libre, répandu entre deux circonférences infiniment voisines, est

$$M\, 2\pi\, x\, dx,$$

et le magnétisme libre sur une étendue annulaire quelconque de la plaque est l'intégrale définie

$$(\alpha) \qquad \int_{x_0}^{x_1} M\, 2\pi x\, dx,$$

les limites x_0 et x_1 de l'intégrale étant les rayons des circonférences qui bordent cette étendue.

Pour avoir tout le magnétisme libre d'un certain nom, par exemple celui qui est dans la zone intérieure de la plaque, il suffira de remplacer x_0 et x_1 par r et $\sqrt{\frac{R^2 + r^2}{2}}$; on trouve de la sorte,

pour l'intégration ainsi définie,

$$T = A(R^2 - r^2);$$

or A est constant : donc

Les totalités de magnétisme libre répandu sur les anneaux définis plus haut sont proportionnelles à leur surface.

Il est inutile d'ajouter que, si l'on étend l'intégrale définie (α) à toute la plaque, on obtient zéro pour valeur de cette intégrale.

2° Si les aimants sont des disques pleins de rayons R, on obtient la formule

$$(2) \qquad M = A\,\frac{\sin\pi(R^2 - 2x^2)}{2R^2},$$

ou, ce qui revient au même,

$$(3) \qquad M = A\,\frac{\cos\pi x^2}{R^2};$$

cette formule (2) est un cas particulier de la formule (1), où $r = 0$.

Dans cette formule (1), A est constant, quel que soit R et, de plus, a la même valeur que pour les anneaux, si les anneaux et les disques ont été taillés dans la même feuille d'acier.

La formule (2) conduit aux mêmes conséquences que la formule (1), c'est-à-dire que la totalité T de magnétisme libre répandu sur un disque est donnée par la formule

$$T = AR^2,$$

c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle à la surface de la plaque.

Les plaques sur lesquelles j'ai opéré étaient taillées dans une même feuille de 1^{mm} d'épaisseur, mais ont des rayons variables compris entre $2^c,5$ et $12^c,5$.

Je donne les tableaux relatifs à quatre disques; dans ces tableaux, D est la distance au centre, M est le magnétisme sur un point de rayon, et C est le magnétisme répandu sur toute une circonférence, dont le rayon est D; les nombres mesurés que je donne sont, pour chaque plaque, les moyennes obtenues en considérant quatre rayons.

Disque de rayon 12ᶜ,5.

D	R mesuré.	R calculé.	C
0	4,58	4,58	0
1	4,58	4,57	0,45
2	4,58	4,56	0,91
3	4,49	4,50	1,35
4	4,36	4,34	1,73
5	3,92	4,01	2,00
6	3,40	3,43	2,06
7	2,56	2,53	1,77
8	1,31	1,29	1,03
9	»	—0,25	—0,22
10	—1,88	—1,93	—1,93
11	—3,41	—3,46	—3,81
12	—4,44	—4,43	—5,32
12,5	—4,58	—4,58	—5,72

Disque de rayon 7ᶜ,5.

D	R mesuré.	R calculé.	C
0	4,55	4,58	0
1	4,55	4,57	0,45
2	4,40	4,46	0,89
3	4,00	4,01	1,20
4	2,80	2,86	1,14
5	»	0,79	0,39
6	—1,90	—1,95	—1,17
7	—4,17	—4,20	—2,94
7,5	—4,50	—4,58	—3,43

Disque de rayon 5ᶜ.

D	R mesuré.	R calculé.	C
0	4,54	4,58	0
1	4,52	4,54	0,45
2	3,94	4,01	0,80
3	1,98	1,95	0,48
4	—1,95	—1,95	—0,78
5	—4,50	—4,58	—2,29

Disque de rayon $2^c,5$.

D	R mesuré.	R calculé.	C
0	4,51	4,58	0
1	4,07	4,01	0,40
2	−1,90	−1,95	−0,39
2,5	−4,50	−4,58	−1,14

IV. *Conclusion.* — On sait que, dans la théorie mathématique, Poisson a cherché à faire entrer dans ses formules de distribution du magnétisme une constante caractéristique des propriétés magnétiques du corps étudié; cette constante, qu'il nommait la *constante magnétique,* était le moment magnétique de l'élément de volume, soumis à l'influence de l'unité de force. Mais les expériences les plus nombreuses et les plus variées, faites depuis les travaux de Poisson, montrent que la quantité que Coulomb nomme *constante magnétique* est essentiellement variable : on la nomme aujourd'hui *fonction magnétisante*, et son étude est une des plus importantes et des plus intéressantes qu'offre le magnétisme.

Dans les aimants dont je m'occupe, j'ai réussi à caractériser les propriétés magnétiques de l'acier par une seule constante; mais c'est en leur donnant la même épaisseur et la forme simple que l'on a vue plus haut, telle que la symétrie existe par rapport à un point. J'ajouterai enfin que la forme que je donne aux aimants me fournit une vérification de ma méthode de mesure, puisque j'obtiens les mêmes quantités de magnétisme austral et de magnétisme boréal, bien que ces deux magnétismes soient distribués sur deux plages qui ne sont pas superposables, comme dans le cas des aimants ordinaires, longs et étroits, où la forme est telle que, quelle que soit la méthode de mesure, on trouve nécessairement des quantités égales des deux magnétismes.

NOUVEL APPAREIL POUR LA VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DES LOIS DE LA CHUTE DES CORPS;

PAR M. E. LEBOURG.

Un poids cylindro-conique aplati, guidé dans sa chute comme celui de l'appareil du général Morin, porte, au lieu de style, un diapason vertical muni d'un fil métallique court et roide. Ce poids tombe le long d'une règle, graduée sur l'un de ses bords, et enduite de noir de fumée; le diapason est mis en vibration automatiquement à l'origine de la chute, et il inscrit sur la règle immobile une ligne sinueuse, dont l'étude permet une démonstration facile des lois de la chute des corps.

Loi des espaces. — On prend pour unité de temps la durée de n vibrations du diapason. On doit vérifier que la longueur des n premières spires étant l, la longueur des $2n$ premières est $4l$, celle des $3n$ premières, $9l$, etc. Mais les spires sont toujours très-serrées dans les premiers centimètres de la courbe, et il pourra même arriver qu'elles se superposent dans les premiers millimètres. On éludera cette difficulté en considérant la courbe à partir d'un point où les spires sont très-nettes, par exemple à partir d'un décimètre au delà de l'origine. Soit n le nombre total de spires comprises dans les décimètres 2, 3 et 4; si la loi des espaces est vraie, il doit y avoir aussi n spires dans le décimètre 1, n spires dans les décimètres 5 à 9, 10 à 16, etc., ce que l'on vérifiera expérimentalement.

Loi des vitesses. — Soit e le chemin parcouru pendant le temps très-petit θ, correspondant à une vibration du diapason (le *la* normal par exemple), la vitesse au temps t sera sensiblement $v = \frac{e}{\theta}$. A un autre instant t', on aura de même $v' = \frac{e'}{\theta}$, c'est-à-dire que les vitesses aux divers instants peuvent être considérées comme très-sensiblement proportionnelles à la longueur d'une spire aux points correspondants. On mesurera donc les longueurs d'une spire à $0^m,1$, $0^m,4$, $0^m,9$ de l'origine, et l'on reconnaîtra qu'elles varient comme les nombres 1, 2, 3, ...

Mesure approximative de g. — Comptons un certain nombre

de spires très-distinctes n, comprises entre deux points dont les distances à l'origine sont a et b, et correspondent à des temps t et t', accomplis depuis le commencement de la chute. Soit de plus N le nombre de vibrations que le diapason accomplit en une seconde. On a

$$b - a = \tfrac{1}{2}g(t'^2 - t^2) = \tfrac{1}{2}g(t' - t)(t' + t).$$

On trouve d'ailleurs sans peine

$$t + t' = \sqrt{\frac{2}{g}}(\sqrt{a} + \sqrt{b}), \quad t' - t = \frac{n}{N}.$$

Il suffit de substituer à $t' - t$ et $t' + t$ leurs valeurs, et l'on obtient

$$g = \frac{2N^2(b-a)^2}{n^2(b + a + 2\sqrt{ab})}.$$

Application à la comparaison des diapasons. — En montant sur l'appareil divers diapasons, on peut comparer entre eux leurs nombres de vibrations, et même déterminer la hauteur absolue de son produit. Il suffit pour cela de tirer le nombre de vibrations N accompli par seconde de la formule précédente, où l'on considère g comme connu.

LIQUÉFACTION DES GAZ;

PAR M. BRILLOUIN,

Préparateur au Collége de France.

Les expériences récentes de M. Cailletet ont rappelé l'attention sur le problème de la liquéfaction des gaz. Il n'est pas sans intérêt de retracer comment le nombre des gaz non liquéfiés fut promptement réduit à six, comment l'étude des liquides produits a conduit à de nouveaux essais, et de faire connaître les derniers résultats obtenus.

I. *Historique.* — Les premières expériences systématiques de liquéfaction des gaz sont dues à Faraday (¹). Il produisait le gaz

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXIV, p. 403; 1823.

dans une branche d'un tube de verre en forme de V renversé, fermé à la lampe, et l'obtenait liquide dans l'autre branche refroidie. Les acides sulfureux, sulfhydrique, carbonique, hypochlorique, chlorhydrique, le protoxyde d'azote, le cyanogène, le chlore, le gaz ammoniac furent ainsi liquéfiés.

En appliquant la même méthode, avec des appareils de plus grandes dimensions, Thilorier ([1]) a liquéfié et même solidifié l'acide carbonique; Natterer ([2]) solidifia le protoxyde d'azote en le comprimant dans un réservoir par une simple action mécanique.

Faraday ([3]), frappé des observations de Cagniard de Latour sur la température de volatilisation totale, sentit la nécessité de refroidir le gaz au-dessous de cette température. Dans la nouvelle série de recherches qu'il entreprit alors, le gaz pouvait être comprimé jusqu'à 50^{atm}, et refroidi en même temps à -110° C., par évaporation dans le vide du mélange d'acide carbonique solide et d'éther. Il liquéfia ainsi le gaz oléfiant, les acides fluoborique et fluosilicique, l'hydrogène phosphoré, l'hydrogène arsénié (déjà liquéfié par MM. Dumas et Soubeyran). Il solidifia les acides bromhydrique et iodhydrique, mais non l'acide chlorhydrique; les acides sulfureux, sulfhydrique, carbonique, hypochlorique, le protoxyde d'azote, le cyanogène et le gaz ammoniac. L'hydrogène, l'oxygène, l'azote, le bioxyde d'azote, l'oxyde de carbone et le gaz d'éclairage ne purent être liquéfiés.

M. Berthelot ([4]) reprit ces expériences en enfermant le gaz dans la partie supérieure d'un thermomètre à mercure ou à acide sulfurique, à parois très-résistantes. La pression exercée par le liquide chauffé pouvait atteindre jusqu'à 800^{atm}, lors de la rupture du tube. Les liquéfactions déjà connues s'obtinrent facilement, en refroidissant, par de la glace ou par évaporation de l'éther, la partie du tube qui contenait le gaz; mais aucun des gaz dits *permanents* ne put être liquéfié dans ces circonstances.

Natterer ([5]) soumit ces mêmes gaz à des pressions qu'il évalue

---

([1]) *L'Institut*, t. II; 1834. — *Annales de Chimie et de Physique*, t. LX, p. 427; 1835.
([2]) *Ann. de Pogg.*, t. LXII, p. 132; 1844.
([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XIII et XV, p. 257; 1845.
([4]) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXX; 1850.
([5]) *Annales de Pogg.*, t. XCIV; 1854.

à 1354^{atm} pour l'oxygène, et 2790^{atm} pour les autres, sans pouvoir les liquéfier.

M. Andrews (1), en combinant l'action du mélange réfrigérant de Faraday et de pressions plus grandes, vit ces mêmes gaz conserver leur état, quand le volume était réduit à une fraction de volume initial :

Pour	l'air	$\frac{1}{675}$
»	l'oxygène	$\frac{1}{554}$
»	l'hydrogène	$\frac{1}{500}$
»	l'oxyde de carbone	$\frac{1}{278}$
»	le bioxyde d'azote	$\frac{1}{680}$

M. Melsens (2) a utilisé l'absorption des gaz par le charbon, et leur dégagement par élévation de la température, pour liquéfier facilement, dans un appareil de Faraday, l'acide sulfureux, le chlore, l'éther chlorhydrique, le cyanogène, l'hydrogène sulfuré, l'ammoniaque et l'acide iodhydrique.

Les liquides et les gaz dans le voisinage du changement d'état présentent des propriétés physiques singulières et tout à fait inattendues. Dès 1822, Cagniard de Latour (3) a constaté qu'un liquide (l'alcool, l'éther, le sulfure de carbone, l'eau) peut se transformer totalement en vapeur, dans un espace peu supérieur à celui qu'il occupait. Par exemple, sous une pression de 37^{atm}, l'éther se vaporise totalement dans un volume triple de son volume initial, dans un volume sextuple sous la pression de 42^{atm} ; c'est d'ailleurs à la même température de 150° R. que la transformation a lieu dans les deux cas.

La dilatation du liquide avant la vaporisation est considérable : l'alcool double de volume. La vapeur elle-même a un coefficient de dilation énorme. Thilorier (4) a retrouvé des propriétés analogues dans l'acide carbonique liquide qui, de zéro à + 30°, se dilate 4 fois plus que les gaz permanents.

(1) *Report of British. Assoc.*, 1861.

(2) *Journal de Physique*, t. III, p. 27. Dans l'article cité ici, l'acide cyanhydrique est indiqué à tort au lieu de l'acide iodhydrique.

(3) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXI et XXII.

(4) *Loc. cit.*

Cette observation de Thilorier avait laissé des doutes, mais Drion ([1]), en étendant ses recherches à trois corps de nature chimique très-différente, l'éther chlorhydrique, l'acide sulfureux et l'acide hypoazotique, a constaté l'accroissement rapide du coefficient de dilatation dans le voisinage du point de volatilisation totale. Les expériences n'ont pu donner que le coefficient de dilatation apparente, évidemment inférieur au coefficient absolu, tant à cause de l'évaporation que de la compressibilité du liquide et du réservoir. Ainsi, l'acide sulfureux à 130°, c'est-à-dire à une température inférieure de 10° à celle de la volatilisation totale, a un coefficient de dilatation presque triple de celui des gaz.

II. *Du point critique.* — Les idées émises par Cagniard de Latour sur la température de volatilisation totale, ont été précisées dans un Mémoire de M. Andrews ([2]) sur la continuité des deux états liquide et gazeux. Les expériences ont porté sur l'acide carbonique, le protoxyde d'azote, l'acide chlorhydrique, le gaz ammoniac, l'éther sulfurique et le sulfure de carbone. C'est de l'acide carbonique, étudié par lui avec le plus grand soin, qu'il sera seulement question ici. L'éprouvette en verre qui contient le gaz est formée de deux parties, un grand réservoir ouvert à sa partie inférieure et un tube capillaire à parois très-épaisses soudé au réservoir et fermé à la partie supérieure. Elle est renversée dans un cylindre d'acier formant cuve à mercure, et assujettie par un fort écrou, que traverse seul le tube capillaire. La pression s'exerce par l'intermédiaire du mercure. Le tube capillaire peut être maintenu à telle température que l'on veut par un bain liquide.

On saisit facilement les résultats de ces expériences, à la seule inspection des lignes isothermes tracées en prenant pour variables indépendantes le volume v et la pression p d'un kilogramme du corps.

Pour les gaz parfaits, qui suivent les lois de Mariotte et Gay-Lussac, on a

$$pv = \alpha p_0 v_0 T,$$

T étant la température absolue;
α le coefficient de dilatation des gaz;

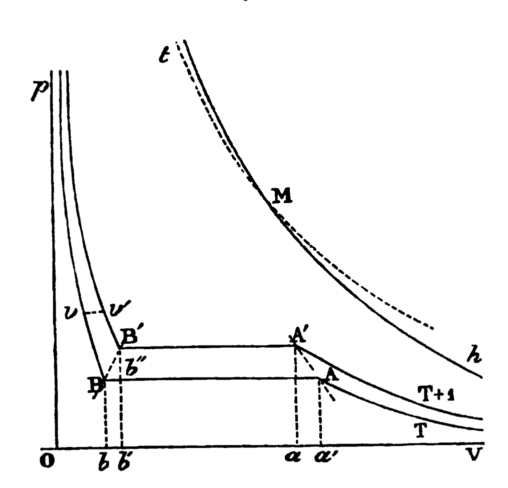
([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 1859.
([2]) *Philos. Trans.*, t. II, p. 575; 1869.

p_0, v_0 la pression et le volume du gaz à la température absolue $\frac{1}{\alpha}$ de la glace fondante.

Pour une température donnée T, la courbe des états du gaz est une hyperbole équilatère ayant les deux axes pour asymptotes. La grandeur du demi-axe est $\sqrt{2\alpha p_0 v_0 T}$.

Pour les gaz facilement liquéfiables, l'expérience montre que la compressibilité est plus grande que ne l'indique la loi de Mariotte; si donc on prend le corps à un état déterminé M (*fig.* 1), et qu'on trace l'hyperbole correspondante *h*, tous les points de la courbe

Fig. 1.



pour lesquels le volume est moindre seront à gauche de l'hyperbole, les autres au-dessus. La forme sera celle de la courbe *t* tracée en traits discontinus; elle sera tout entière à gauche et au-dessous de l'hyperbole, de même température, déduite de la loi de Mariotte.

S'il s'agit d'une vapeur que l'on comprime à température constante, son état est d'abord représenté par une courbe TA (*fig.* 1) analogue à la courbe *t*; puis, la tension maxima pour cette température une fois atteinte, la liquéfaction commence sans changement de pression, et, tant qu'elle dure, l'état du corps est représenté par une horizontale AB. Cette horizontale correspond à l'existence simultanée du liquide et de la vapeur. Quand tout est devenu

liquide, la compressibilité est très-faible, et la courbe remonte presque parallèlement à l'axe Op.

Pour les liquides ordinaires, le volume Ob est une fraction si petite de Oa qu'on ne pourrait pas le représenter sur la figure. Mais, au voisinage du point de volatilisation totale, les expériences de Cagniard de Latour montrent que Ob peut être jusqu'à $\frac{1}{2}$ et jusqu'aux $\frac{4}{5}$ de Oa. Quand la température s'élève, Oa diminue, Ob augmente, et la courbe des points A est la courbe des tensions maxima de la vapeur.

Traçons, par exemple, les deux courbes isothermes pour T et $T+1$. La petite horizontale vv' est la dilatation du liquide de T à $T+1$, sous la pression constante p. La droite bb' est la dilatation du liquide de T à $T+1$, lorsque la pression est constamment égale à la tension maxima; c'est ce qu'on mesure (à la compressibilité près des enveloppes) pour les gaz liquéfiés; et les expériences montrent qu'elle croît très-vite avec la température, et devient bien plus grande (trois et quatre fois) que la dilatation des gaz permanents.

Les expériences de Regnault [1] sur les tensions des vapeurs saturées d'un grand nombre de corps montrent que l'accroissement de tension maxima pour une élévation de température de 1°, c'est-à-dire la distance verticale $B'b''$ des deux droites AB et A'B', va diminuant quand la température s'élève; cette diminution était particulièrement rapide pour l'acide carbonique, de 25° à 28°, la tension paraissant tendre vers un maximum peu éloigné.

Ainsi, pour ces deux causes, si l'on trace la courbe des points BB' (dont on ne voit qu'un élément sur la figure), l'expérience indique qu'elle devient très-concave vers l'axe des volumes. La tension maxima tendant vers un maximum quand la température augmente, la courbe des points AA' sera aussi très-concave vers l'axe Ov. Ces deux courbes doivent se rejoindre, comme deux branches d'une seule et même courbe AA'B'B (*fig.* 2), dont l'ordonnée maximum correspondrait à la température de volatilisation totale. C'est ce qui a lieu, d'après les expériences de M. Andrews.

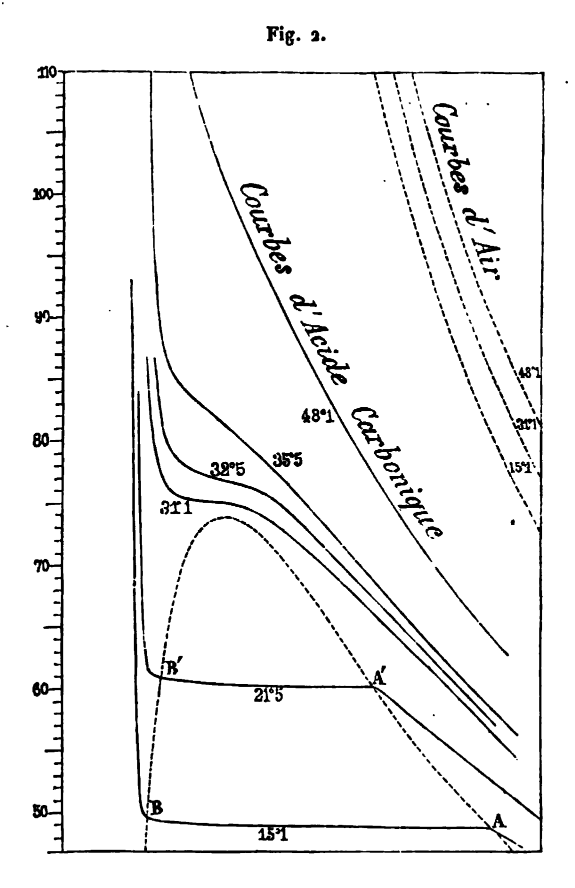
En comprimant simultanément, dans deux appareils identiques,

---

[1] *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. XXVI, p. 626.

de l'acide carbonique et de l'air, et en admettant que la pression soit sensiblement l'inverse du volume de l'air, M. Andrews a pu déterminer par points plusieurs courbes isothermes de l'acide car-

Fig. 2.



bonique représentées dans la *fig.* 2, où les ordonnées sont exprimées en atmosphères à partir de 47^{atm}. A mesure que la température est plus élevée, la longueur de la partie horizontale de cette courbe diminue, la distinction des deux branches, liquide et vapeur, devient plus difficile ; vers 30°,9, il y a vaporisation totale. Un faible changement de température produit des espèces de stries, comme lorsqu'on mêle des gaz à différentes températures. La courbe n'a plus de partie horizontale du tout. C'est là le *point critique*. Pour des températures un peu plus élevées, la courbe isotherme présente

encore un changement de convexité, mais n'a plus de tangente horizontale. Enfin, à 48°, la convexité reste toujours de même sens, et la courbe n'a pas de point d'inflexion.

Ainsi la courbe qui relie les extrémités des parties horizontales se ferme vers le haut; un corps ne peut être en partie gazeux en partie liquide que si son état est représenté par un point situé à l'intérieur de la région ainsi limitée. On peut passer de l'état gazeux à l'état liquide en suivant une courbe qui traverse cette région; les deux états existant simultanément pendant quelque temps, le changement sera visible. Mais, si l'on suit une série d'états qui ne rencontrent pas cette région, il sera impossible de s'apercevoir du changement; par exemple, M. Andrews a pris de l'acide carbonique gazeux, l'a chauffé vers 50°, et comprimé à 150^{atm}. En le laissant ensuite refroidir au-dessous du point critique, on n'a pu reconnaître à aucun moment le moindre changement physique dans la masse. Cependant le gaz est devenu liquide; car si l'on diminue la pression, on le voit entrer en ébullition.

Ainsi cette courbe limite une région dans laquelle le passage de l'état liquide à l'état gazeux se fait avec changement brusque des propriétés physiques, où le changement est visible, et les deux états distincts.

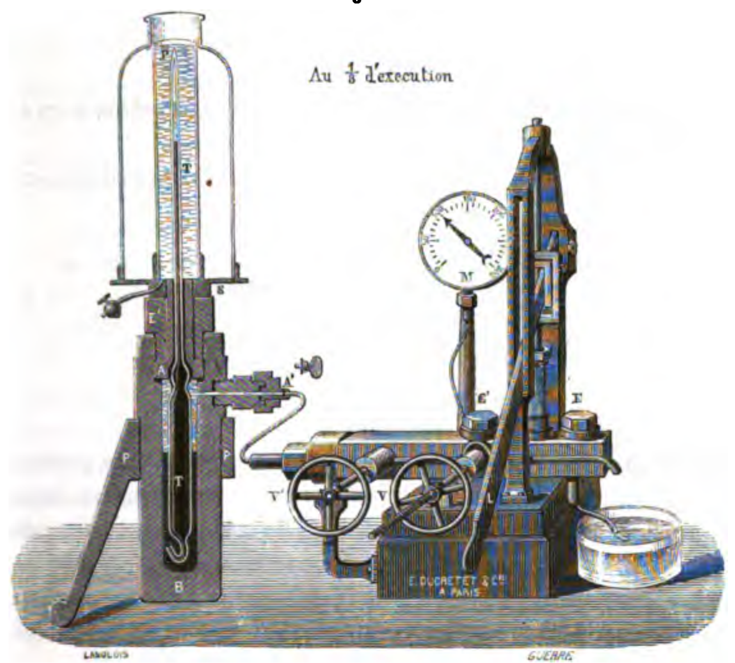
III. *Expériences de M. Cailletet.* — M. Cailletet [1] a entrepris une nouvelle série d'expériences. L'appareil est tout à fait semblable à celui de M. Andrews. La pression est produite par une presse hydraulique (*fig.* 3). Le gaz pur et sec est introduit dans l'éprouvette PT, placée d'abord horizontale, par le tube de caoutchouc H (*fig.* 4); quand l'éprouvette est pleine, on la redresse (*fig.* 3), et la goutte de mercure G, en descendant, isole le gaz de l'intérieur. La figure montre l'éprouvette fixée, par un gros écrou de bronze A, à la cuve de fonte B qui communique avec la presse hydraulique par le tube latéral A'. Dans cet appareil, l'acétylène a été d'abord liquéfié par simple pression. La transformation s'opère encore à 31°; le point critique est donc supérieur à cette température. Pour le bioxyde d'azote, la liquéfaction qu'on n'obtient pas à + 8° se réalise à — 11°, ce qui place son point critique dans le voisinage

---

[1] *Comptes rendus*, novembre et décembre 1877.

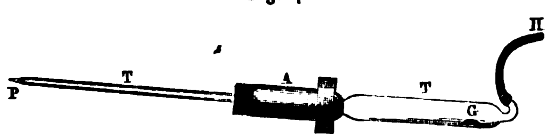
du zéro. Mais, si on laisse détendre à $+ 8^{\circ}$ le bioxyde d'azote comprimé, le tube se remplit pendant un instant de brouillard. Cette observation a conduit M. Cailletet à une méthode simple et élégante


Fig. 3.



pour montrer la liquéfaction des gaz. Son succès tient au refroidissement considérable du gaz pendant la détente, qui abaisse la température bien au-dessous du point critique. Après avoir comprimé le gaz jusqu'à 250 ou 300^{atm}, on attend quelques instants, pour que

Fig. 4.



l'échauffement dû à la compression ait disparu, puis on ouvre un robinet à vis V' (*fig.* 3), que porte la presse hydraulique; le gaz chasse brusquement l'excès de liquide, et sa pression tombe à 1^{atm}.

Pour nous faire une idée du refroidissement que l'on obtient ainsi, déterminons l'abaissement de température qui aurait lieu

pour un gaz parfait. Supposons que la détente se fasse sans perte ni gain de chaleur, et que la loi de Poisson reste applicable, hypothèse évidemment inexacte dans le cas qui nous occupe, puisque le gaz se liquéfie; on aura

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},$$

γ étant le rapport des deux chaleurs spécifiques, à pression et à volume constants;

T_1, T_2, p_1, p_2, les températures absolues et les pressions au début et à la fin.

Soient, par exemple,

$$T_1 = 273^\circ \text{ glace fondante;}$$
$$p_1 = 300^{atm};$$
$$p_2 = 1^{atm};$$
$$T_2 = 273\left(\frac{1}{300}\right)^{\frac{0,42}{1,42}} = 49^\circ,3,$$

c'est-à-dire 233° au-dessous de la glace fondante. On peut bien admettre que si le gaz ne se liquéfie pas, sa température baissera vers 200°. Il est même à remarquer qu'un grand accroissement de la pression initiale n'augmente pas beaucoup le refroidissement. Ainsi, en partant de 2800^{atm}, que Natterer dit avoir obtenues, et de la glace fondante, la température finale, en supposant la loi de Poisson applicable, serait — 250°.

Par cette nouvelle méthode, M. Cailletet a observé un brouillard tout semblable à celui du bioxyde d'azote, avec le formène, l'oxyde de carbone et l'oxygène, pour une pression initiale de 300^{atm}. Dans les mêmes conditions, la détente n'a nullement altéré la transparence des deux derniers gaz permanents, l'azote et l'hydrogène (1).

(1) Cette Note a été rédigée à propos d'une Communication de M. Mascart faite à la Société de Physique sur les expériences de M. Cailletet le 21 décembre 1877. Depuis cette époque, M. Cailletet a annoncé dans les *Comptes rendus* que l'azote et l'hydrogène ont présenté pendant la détente une très-légère buée. De son côté, M. Pictet a réussi à liquéfier l'oxygène par un procédé tout différent (voir *Comptes rendus*, séance du 24 décembre 1877). D'après de nouvelles expériences, il aurait même solidifié l'hydrogène.

Les *Archives des Sciences naturelles de Genève* viennent de publier, dans le numéro de janvier, le Mémoire de M. Pictet *Sur la liquéfaction de l'oxygène*. Nous l'avons reçu aujourd'hui 1er février seulement : une analyse de cet important Mémoire paraîtra dans le prochain numéro du Journal. C. D'A.

ANALYSE OPTIQUE DES NOIRS DU COMMERCE;

PAR M. A. ROSENSTIEHL.

Il m'a paru intéressant de déterminer le rapport qui existe entre le noir absolu et les corps noirs du commerce. Ces derniers, renvoyant à l'œil une certaine quantité de lumière, paraissent d'un gris foncé, si on les place devant l'orifice noir qui a servi à mes expériences ([1]).

La quantité de lumière renvoyée par eux peut être aisément mesurée à l'aide du disque rotatif. On n'a qu'à faire tourner dans le plan de l'orifice des secteurs blancs d'un angle convenable, ou, ce qui est plus commode, des secteurs gris d'une valeur optique déterminée par une expérience préalable. La comparaison est facile si l'on fixe les tissus ou autres corps noirs, sur de petits disques en papier fort, que l'on place au centre de l'orifice. On cherche par tâtonnement l'angle du secteur gris qui produit la même sensation que la vue du corps noir.

Cet angle donne la mesure de la lumière blanche émise par lui. Il y a une circonstance qui introduit de l'incertitude dans cette mesure; c'est la coloration des noirs du commerce. En effet, aucun n'est entièrement incolore. On est donc obligé d'employer, outre les secteurs gris, encore des secteurs colorés; or ces secteurs envoient à l'œil non-seulement de la lumière colorée, mais aussi de la lumière blanche en proportion inconnue. Cette quantité est négligeable quand il s'agit de secteurs de 2° ou de 3°; mais quand il en faut de plus grands, l'incertitude augmente.

Néanmoins, la comparaison des noirs entre eux est intéressante. Le tableau suivant donne les résultats obtenus pour quelques noirs que l'on peut considérer comme des types de fabrication.

Désignation.	Lumière blanche,	lumière colorée, exprimées en degrés du cercle.
Velours de soie noir	0°,75	
Drap de laine par teinture	7,3	Violet bleu 2°.

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 5, janvier 1878.

Désignation.	Lumière blanche, exprimées en degrés du cercle.	lumière colorée,
Drap de laine par impression......	8°,0	3° bleu 8°.
Noir sur soie; faille de Lyon... ...	8,4	3° bleu 8°.
» » moins belle....	10,1	Violet bleu 6°.
Noir sur coton; teinture en campêche.	10,8	Violet bleu 5°.
Noir d'aniline.......	10,0	Violet bleu 8°.
Noir de fumée.............	13,9	5° orangé 1°.

En comparant les données contenues dans ce tableau avec l'appréciation des connaisseurs au sujet des mêmes noirs, on reconnaît que l'*intensité* d'un noir est en raison inverse de la quantité de lumière blanche. La *beauté* du noir dépend de sa couleur. Le plus beau est le noir incolore; le velours de soie en offre un exemple, il est aussi le plus intense.

La couleur qui nuit le moins au noir est le *bleu;* il est aussi la couleur la moins lumineuse du spectre. Plus la couleur devient lumineuse, plus elle nuit; aussi les plus mauvais noirs sont ceux colorés en *jaune orangé,* dont le noir de fumée donne un exemple.

Le disque rotatif nous permet donc d'exprimer par des chiffres la valeur relative des noirs; peut-être trouvera-t-on quelque intérêt à se laisser guider par ces indications.

H. HERWIG. — Ueber die Bedeutung der Polarisation für das elektrische Verhalten der Flüssigkeiten (Sur la signification de la polarisation des liquides électrisés). *Annalen der Physik,* t. II, p. 566; 1877.

On sait que si l'on essaye de faire passer dans un liquide un courant provenant d'une force électromotrice insuffisante pour le décomposer, on produit un courant dont l'intensité diminue rapidement jusqu'à devenir très-faible. Si alors on supprime la pile, on obtient un nouveau courant décroissant également et de sens contraire. Ces phénomènes présentent la plus grande analogie avec ceux que produirait un condensateur substitué au liquide. En admettant que le liquide se comporte dans ces circonstances comme un condensateur de capacité c, et dont la conductibilité imparfaite

serait $\frac{1}{W}$, l'intensité du premier courant de charge serait une fonction $i = i_\infty(1 + ke^{-\alpha t})$ du temps et le courant de décharge une autre fonction $i' = i_0 e^{-\alpha t}$; dans ces deux expressions le facteur α est le même et égal à $\frac{1}{c}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{W}\right)$, R étant la résistance du circuit extérieur au liquide. En mesurant, au moyen d'un galvanomètre presque apériodique la valeur de i et de i' à des instants différents, on peut donc connaître la quantité α, et, comme W peut se déduire de l'intensité vers laquelle tend le courant de charge, on peut calculer c.

En opérant ainsi, on trouve pour c dans une même expérience des valeurs très-différentes (dans le rapport de 1 à 10), croissant avec le temps, aussi bien pour le courant de charge que pour le courant de décharge. La résistance W n'a d'ailleurs rien de commun avec la résistance que présenterait le même liquide traversé par un courant assez fort pour le décomposer; aussi dans une expérience où cette dernière résistance eût été de 6 ohms, trouve-t-on $W = 1031$. Du reste W n'a aucun rapport avec la loi de Ohm, et augmente bien moins rapidement que l'écartement des plaques de platine servant d'électrodes; il varie même pour le liquide d'une expérience à la suivante quand on change le sens du courant de charge.

Ces résultats suffiraient peut-être pour démontrer que l'on ne saurait comparer un électrolyte dans ces conditions à un condensateur; je dois renvoyer au Mémoire original pour la comparaison que fait l'auteur entre ces expériences et celles où l'on emploie des courants d'induction. A. Potier.

MELSENS. — Des paratonnerres à pointes, à conducteurs et à raccordements terrestres multiples. *Bulletin de l'Académie royale de Belgique* ([1]), 2e série, t. XLIV, no 12; 1877.

Plusieurs fois depuis le commencement de ce siècle l'hôtel de ville de Bruxelles a été frappé par la foudre. L'administration,

---

([1]) Le *Bulletin de l'Académie royale de Belgique* ne contient qu'un exposé très-

municipale désirant mettre ce magnifique monument à l'abri de tout nouvel accident, chargea M. Melsens d'y installer des paratonnerres. Le problème consistait à protéger un vaste édifice au-dessus duquel s'élève une tour de 40^m qui est terminée par une flèche. Au-dessus l'image de saint Michel terrassant le dragon forme une immense girouette métallique. Pour parvenir à son but, l'auteur n'a pas manqué de suivre les instructions données par les diverses publications anglaises et allemandes et particulièrement celles de l'Académie des Sciences de Paris, instructions classiques dont il n'est pas permis de s'écarter. Mais ayant la conscience de la grande responsabilité qu'il avait assumée sur lui, en se chargeant d'un pareil travail, il chercha à appliquer les instructions données en les perfectionnant. De ces perfectionnements est sorti un système qui est bien caractérisé par le titre même du Mémoire : 1° aux quelques tiges de paratonnerre qu'il est prescrit d'élever au-dessus des édifices, M. Melsens substitue une multitude de tiges et de courtes aigrettes ; 2° le conducteur du paratonnerre n'est pas unique : il est formé d'un grand nombre de gros fils qui descendent le long de divers côtés de l'édifice et ne se réunissent qu'au voisinage du sol; 3° la communication avec le sol ne s'établit pas au moyen seulement de l'eau du puits où plonge le conducteur, mais aussi par l'intermédiaire des conduites d'eau et des tuyaux de gaz. Nous allons passer rapidement en revue chacun des trois points signalés.

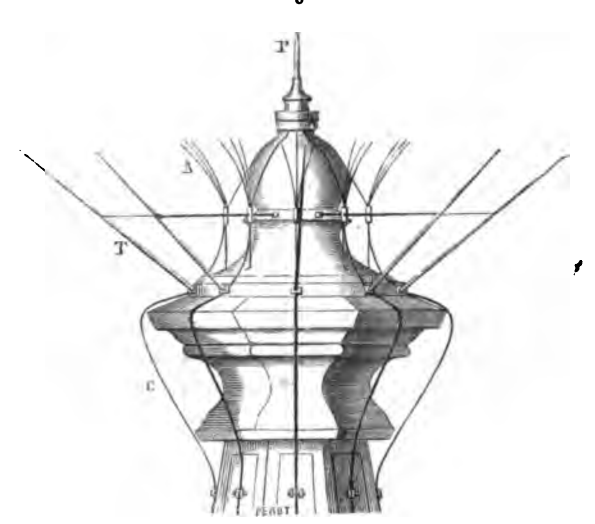
1° La *fig.* 1 représente le sommet de la flèche octogone qui surmonte la tour. P est la base du pivot sur lequel peut tourner le saint Michel terrassant le dragon qui la domine. L'inspection de cette figure montre la série de tiges T et d'aigrettes A qui se trouvent sur chaque face de l'octogone. Les tiges T n'ont que 2^m de longueur et sont inclinées de 45° environ, les aigrettes 50^c : les premières en fer, sont terminées par des pointes de cuivre dorées; les aigrettes sont en cuivre rouge, en forme de cônes très-aigus, et aiguisées à la lime. De plus, l'archange qui est en métal

---

succinct du travail de M. Melsens. Les détails les plus minutieux se trouvent dans un volume qui est publié aux frais de la ville de Bruxelles, et qui porte, avec le titre que nous venons de faire connaître, le sous-titre : *Description détaillée des paratonnerres établis sur l'hôtel de ville de Bruxelles en 1865.*

et qui porte une épée dirigée vers le ciel, a toute l'efficacité d'une pointe de paratonnerre ordinaire. Le pivot P sur lequel il tourne et la chape sont constamment usés par les frottements du mouvement de rotation, et la communication entre toutes ces pièces se trouve parfaitement établie. A chaque étage de la tour est disposé un système d'aigrettes semblables au précédent; les tourelles, les clochetons, les hautes saillies, les toits de l'édifice en portent également.

Fig. 1.



En tout on compte 428 pointes formant 60 aigrettes distribuées sur une dizaine de plans horizontaux. Mais ces aigrettes, quelque nombreuses qu'elles soient, sont d'un prix modique, vu leurs petites dimensions et la simplicité de leur construction. Ajoutons enfin que tout ce système, très-apparent sur la figure, est à peine visible du pied de l'édifice; la beauté architecturale n'est pas détruite. Voici le paratonnerre armé, occupons-nous du conducteur.

2° Du pivot de la girouette, M. Melsens a fait partir huit gros fils de fer galvanisés C, de 10^{mm} de diamètre, qui descendent le long de la flèche octogone, un le long de chaque face. Ces fils forment par leur ensemble un conducteur de section considérable, et cependant chacun est flexible et peut épouser la forme de l'édifice. Avant d'arriver aux toits des bâtiments de l'hôtel de ville, ces fils sont

réunis plusieurs fois par d'autres fils qui enveloppent d'une ceinture la tour aux différents étages. Après avoir parcouru les toits, ils se réunissent dans une masse de zinc fondu puis solidifié.

3° La communication avec la terre est établie au moyen d'un large tuyau de fer étamé qui plonge dans un puits creusé dans la cour du monument. Un faisceau de fils de fer étamés, partant de la masse de zinc qui unit les conducteurs, est soudé à ce tuyau. Dans les temps de plus grande sécheresse la surface métallique en contact avec l'eau est au moins de 10^{mq}. Les communications avec les conduites d'eau et les tuyaux à gaz sont établies par l'intermédiaire de fils étamés qui partent aussi de la base des conducteurs. Des regards permettent de visiter les jonctions. Avec le galvanomètre, M. Melsens s'est assuré que ces deux derniers modes d'union du conducteur avec le sol étaient très-supérieurs à ceux qui sont prescrits par les instructions connues.

Par la courte analyse que nous venons de faire du Mémoire de M. Melsens, on voit que les trois conditions essentielles pour qu'un paratonnerre soit efficace sont certainement remplies, plus certainement remplies que par les moyens prescrits. Si la foudre atteint jamais l'édifice et la tour en particulier, elle frappera les tiges, les aigrettes ou les huit conducteurs qui descendent en se reliant entre eux. Certes ces conducteurs, écartés de plusieurs mètres les uns des autres, sont loin de constituer une cage impénétrable à la foudre [1]. Il faudrait pour cela qu'ils fussent très-rapprochés; mais, si le potentiel n'est pas constant dans tout l'espace qu'ils embrassent, ses variations sont notablement réduites et les forces électromo-

[1] On trouvera dans le t. I, p. 29 de ce Journal, la description d'une expérience attribuée à tort à Faraday, mais qu'il faut restituer à de Romas, et même tome, p. 152, est donnée l'explication de cette expérience. Dans une cage, les points protégés qui sont compris à l'intérieur du solide s'obtiennent en menant des plans à une distance égale à la moitié de l'intervalle qui sépare les barreaux. Si les barreaux sont très-rapprochés, ce solide est à peu près égal à l'espace intérieur total. S'ils sont éloignés, il est fort réduit, et même il n'existe plus; le théorème précédent n'est même pas applicable. Ce dernier cas est celui des conducteurs Melsens. Pour reproduire la cage de Romas, il faudrait envelopper l'édifice à protéger dans un treillage métallique, ce qui ne se fera jamais, sauf peut-être pour les poudrières, qu'il vaudrait mieux construire tout entières en métal : cette construction ne serait pas sans doute d'un prix inabordable. Bien entendu, les parois intérieures recevraient un revêtement convenable.

trices qui peuvent y être mises en jeu ne doivent laisser aucune inquiétude. M. Melsens ne craint pas de monter au sommet de la flèche par les plus fòrts orages, et il n'y a pas grande témérité.

Il reste enfin un dernier point qu'il est utile de signaler ; d'autant plus que jusqu'à ces derniers temps on a négligé de s'en occuper et cependant il a une grande importance ; je veux parler de la vérification du paratonnerre. Les dispositions prises par M. Melsens rendent cette vérification facile. En faisant fondre le zinc qui est contenu dans la cuve où se rendent les huit conducteurs, on peut les en détacher, et la communication avec le sol est interrompue. D'ailleurs un fil métallique recouvert de gutta-percha descend du sommet de l'édifice ; là, à ce sommet, il se trouve constamment uni au système des conducteurs et arrive jusque près du sol. Un galvanomètre mis en relation avec ce fil et avec les conducteurs permet de vérifier la conductibilité de ceux-ci. Du reste cette vérification ne doit pas empêcher de vérifier les conducteurs et de s'assurer *de visu* de leur état de conservation. La visite des soudures est surtout nécessaire.

L'auteur termine son travail par un appendice qui indique les applications du système aux divers cas qui peuvent se présenter dans la pratique : églises, maisons d'habitation, fermes, etc.

CH. D'ALMEIDA.

ROSSETTI (FRANCESCO). — Sulla temperatura delle fiamme (Sur la température des flammes); *R. Istituto Veneto di Scienza, Lettere ed Arti*, 1877.

M. Rossetti s'est proposé d'étudier la distribution des températures dans les différentes couches qui constituent des flammes de natures diverses. Il s'est servi, à cet effet, d'un appareil pyrométrique, de dimensions très-réduites, constitué par un couple thermo-électrique fer-platine. Deux fils, l'un de platine, l'autre de fer, de $0^{m},40$ environ de longueur et de $0^{mm},3$ de diamètre, placés parallèlement, sont tordus ensemble et fortement serrés, à l'une de leurs extrémités, sur une longueur d'environ 2^{mm}. Ils se séparent ensuite et sont isolés dans deux tubes de porcelaine liés extérieurement l'un à l'autre ; enfin ils sont soudés,

à l'autre bout, à de gros conducteurs de cuivre aboutissant aux bornes d'un galvanomètre. La portion des fils de fer et de platine comprise entre le point de contact des deux métaux et l'orifice d'entrée des tubes de porcelaine est très-courte, en sorte que la portion du couple restée libre à l'extrémité de ces tubes, présente l'aspect d'un Y ou d'un U renversé, surmonté d'un petit appendice dans son milieu. C'est ce petit appendice qui constitue l'organe essentiel de l'appareil ; porté dans un point déterminé d'une flamme, il donnera lieu à la production d'un courant, et imprimera à l'aiguille galvanométrique une déviation d'où l'on pourra, une fois la graduation faite, déduire la température de ce point. Dans toute cette portion les fils sont revêtus d'un mince enduit protecteur de kaolin.

La graduation de l'appareil se fait sans difficulté pour des températures inférieures à celle de l'ébullition du mercure. Pour des températures supérieures, l'auteur a eu recours à un pyromètre calorimétrique. Il a construit ainsi directement, jusqu'à 855 degrés, une courbe de graduation peu différente d'une ligne droite dans sa partie supérieure, et qu'il a admis pouvoir légitimement prolonger au delà de cette limite.

M. Rossetti indique les résultats de quelques expériences qu'il a faites dans le but de comparer la température de la flamme, non lumineuse, d'un bec Bunsen, avec celle de la flamme, également pâle, qu'on obtient en mélangeant au gaz d'éclairage un gaz inerte, tel que de l'acide carbonique, en diverses proportions. Dans la flamme du bec Bunsen, fonctionnant dans les conditions ordinaires, on distingue quatre parties ou couches successives, bien nettement délimitées. L'enveloppe extérieure, mince, est de couleur azurée ; vient ensuite une partie plus large violacée, puis une couche mince, d'une belle couleur bleu céleste, enfin un noyau conique d'apparence obscure. Examinée au spectroscope, cette flamme n'offre rien de particulier. On y voit prédominer les rayons les plus réfrangibles ; mais on n'observe pas, de couche en couche, la distinction bien nette qui s'aperçoit à l'œil nu. Si l'on excepte le noyau obscur, la température varie peu en des points différents d'une même couche : elle est d'environ 1350°, en moyenne, dans l'enveloppe extérieure ; de 1250° dans la deuxième ; dans la troisième couche elle atteint à peine 1200° ; enfin, au sein du cône

obscur elle est très-basse, et elle croît, de bas en haut, depuis 250° jusque vers 650°.

Dans la flamme, que fournit un mélange de gaz d'éclairage et d'acide carbonique, on distingue seulement un noyau intérieur obscur, entouré d'une gaîne bleuâtre, très-peu lumineuse et de teinte bien uniforme. La température de cette gaîne est beaucoup plus élevée que celle du noyau, et elle varie avec les proportions du mélange. En ajoutant successivement à 1^{vol} de gaz d'éclairage, $1^{vol},5$, 2^{vol}, 3^{vol} d'acide carbonique, la température maxima, au sommet d'une flamme de $0^{m},07$, a été trouvée de 1000°, 860°, 780°. La température de la flamme baisse donc à mesure que la proportion du gaz inerte augmente ; un mélange de 1^{p} de gaz pour 4^{p} d'acide carbonique ne brûle plus que si l'on a eu soin d'échauffer préalablement le bec qu'il traverse, et la température de la flamme est encore plus basse.

Dans la combustion du mélange de gaz d'éclairage et d'air atmosphérique lui-même, il se manifeste un abaissement de température aussitôt que la quantité d'air introduite est supérieure à celle qui serait nécessaire pour assurer une combustion complète. Ainsi la température maxima, atteinte en brûlant un mélange de 1^{vol} de gaz et 2^{vol} d'air, a été de 1260°. Avec 2^{vol} de gaz et 5^{vol} d'air, la température maxima a été de 1150°, etc. Le gaz, mélangé de 4 fois son volume d'air, ne brûle plus dans un bec Bunsen ; il brûle cependant dans un bec de forme ordinaire, en donnant une flamme azurée, en éventail, dont la température maxima est de 958° seulement.

M. Rossetti annonce un prochain Mémoire contenant la suite de ses recherches et les résultats obtenus sur des flammes de natures différentes.

R. Benoît.

Eug. GOLDSTEIN. — Preliminary communication on electric discharges through rarefied gases (Communication préliminaire sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés); *Phil. Magazine*, p. 353-364, novembre 1877.

L'auteur énumère les résultats auxquels l'ont conduit ses expériences. Il en conclut que l'on ne doit plus admettre la distinction

qui a été faite entre les lumières positive et négative; il n'est pas probable non plus que la décharge positive soit analogue à la conduction métallique ou électrolytique, ainsi qu'on l'avait prétendu. Les lumières positive et négative sont de même espèce, et il est possible de passer de l'une à l'autre par une série de transitions continues.

Les lumières positive ou négative ne se produisent pas seulement au voisinage des fils qui amènent le courant; on peut les produire à volonté en un point quelconque du tube, pourvu que celui-ci présente des étranglements de forme convenable; lorsque la section diminue rapidement dans le sens où passe le courant, il y a lumière négative en ce point, et lumière positive au contraire si l'entonnoir se présente dans le sens opposé; en faisant varier l'ouverture de cet entonnoir, on obtient toutes les transitions possibles entre les deux sortes de lumières.

Avec un tube de forme donnée on peut, en faisant varier la pression, obtenir la transformation graduelle de l'une des lumières en l'autre; la lumière négative correspond au vide le plus parfait. Dans certains tubes la pression change spontanément : le passage du courant produit une absorption des gaz par le métal des électrodes; en chauffant celles-ci de l'extérieur, on fait dégager le gaz et remonter la pression.

D'après MM. Plücker et Hittorff, les lumières positive et négative se comporteraient différemment au voisinage d'un aimant : la première obéirait aux lois d'Ampère, la seconde se dirigerait suivant les lignes de force magnétique. D'après M. Goldstein, l'une et l'autre lumière se dirigeraient suivant ces lignes de forces; on n'observerait de différence qu'au voisinage immédiat des électrodes métalliques.

M. Goldstein a vérifié de différentes manières les conclusions de M. Hittorff, relatives à la phosphorescence du verre au voisinage de l'électrode négative : cette phosphorescence est due à une sorte de rayonnement qui émane de chaque élément de l'électrode, non pas dans tous les sens comme la lumière, mais seulement normalement à l'élément; de telle sorte que : 1° un fil mince projette sur le verre une ombre nette et sans pénombre, si large que soit l'électrode; 2° un dessin tracé en relief sur l'électrode (la tête d'une médaille) se dessine avec tous ses détails sur une paroi de verre distante de plusieurs centimètres.

Enfin, on trouvera, dans le résumé de M. Goldstein, de nombreuses observations sur les stratifications électriques. Si complexe que ce phénomène paraisse à première vue, il est soumis à une loi simple : les formes et les couleurs se succèdent d'un bout à l'autre du tube dans un ordre périodique régulier; cette périodicité, jointe à la complexité dans les variations des phénomènes, conduit M. Goldstein à considérer chaque élément d'une stratification complexe comme un couple formé d'une lumière positive et d'une lumière négative; inversement, dans un tube où l'on voit seulement les lumières positive et négative, on a le cas extrême d'une stratification réduite à un seul élément.

G. Lippmann.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1877.

(2e semestre.)

CAREY LEA. — Moyens nouveaux et puissants de révéler l'image photographique latente, p. 49.

Dans ce Mémoire, l'auteur, continuant ses précédentes recherches sur la Photographie, étudie l'action d'un grand nombre de substances comme *révélateurs*, c'est-à-dire comme capables de faire apparaître l'impression photographique latente au sortir de la chambre noire. Il indique un certain nombre de révélateurs nouveaux, mais celui qui lui a le mieux réussi et a même donné de meilleurs résultats que les révélateurs anciennement connus est l'oxalate de fer.

H. DRAPER. — Découverte de l'oxygène dans le Soleil au moyen de la photographie et théorie nouvelle du spectre solaire, p. 89.

L'auteur pense avoir démontré que l'oxygène existe dans le Soleil et qu'il y est révélé par les raies brillantes du spectre solaire. La traduction de cette Note a été publiée dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXV, p. 613, octobre 1877.

S.-P. LANGLEY. — Nouvelle méthode pour les recherches de spectroscopie solaire, p. 140.

On sait que la longueur d'onde d'un rayon lumineux semble varier avec le mouvement de la source. Par exemple, pour le Soleil, les rayons émis par le bord oriental doivent se rapprocher du violet, tandis que la longueur d'onde des rayons lumineux émis par le bord occidental paraît augmenter. Le fait a été successivement vérifié par MM. Zöllner, le P. Secchi, Hastings ; M. Young a récemment mesuré ce déplacement avec une exactitude qui paraît supérieure à celle qu'on avait obtenue précédemment en s'appuyant sur cette remarque que les raies telluriques ne doivent paraître déplacées dans aucun cas.

M. Langley propose, pour faciliter ces mesures, de superposer l'un au-dessus de l'autre, en employant des prismes à réflexion totale, les spectres émis par deux points diamétralement opposés du bord solaire. En produisant le spectre avec un réseau de Rutherfurd et en prenant des précautions suffisantes, les deux spectres peuvent se superposer exactement, et la ligne de séparation n'est pas plus considérable que les lignes noires produites généralement par des grains de poussière dans la fente des collimateurs. On forme alors, par projection, l'image du Soleil au moyen d'un équatorial et l'on règle l'écartement des prismes réflecteurs de façon qu'ils reçoivent la lumière de deux points du bord du Soleil. Il suffit alors de tourner tout l'appareil sur lui-même pour comparer la lumière émise par les deux pôles ou par les deux extrémités de l'équateur. Dans le premier cas, les raies obscures des deux spectres doivent être toutes dans le prolongement l'une de l'autre; quand, au contraire, on a étudié la lumière émise par deux points opposés de l'équateur, toutes les raies du bord oriental doivent se déplacer vers le violet, et les deux spectres forment vernier l'un sur l'autre, ce qui rend immédiatement évident le déplacement des deux spectres. Toute cause d'erreur sera évitée si les deux spectres se superposent exactement pour la lumière des pôles et si les raies telluriques restent en prolongement dans tous les cas. M. Langley a pu réaliser une disposition qui a rempli ces deux conditions et il espère pouvoir donner bientôt les résultats de ses

mesures. L'écartement à mesurer ne dépasse pas $\frac{1}{77}$ de la distance entre les deux raies D du sodium.

A.-W. WRIGHT. — Nouvelle méthode pour déposer électriquement des métaux, et métalliser des réflecteurs de verre, p. 169.

L'auteur continue les recherches qu'il avait précédemment exposées [1]. En produisant l'étincelle dans un ballon de $0^m,07$ de diamètre, il put y suspendre des lames planes de verre sur lesquelles se forme le dépôt métallique. Les précautions à prendre étaient de mettre au pôle négatif le métal que l'on voulait déposer et de remplir le ballon d'hydrogène sec sous une pression de $0^m,001$ à $0^m,002$, l'air pouvant ternir même le dépôt de platine. M. Wright a pu ainsi obtenir sur des lames de verre des dépôts de platine, d'or et de bismuth dont la surface est absolument régulière et qui offrent un poli naturel plus beau que tout ce que l'on peut obtenir par le travail ordinaire. Le platine surtout donne une surface tellement brillante et tellement résistante que l'auteur songe à l'utiliser pour recouvrir les miroirs de verre, au lieu de les argenter. La surface serait au moins aussi belle, beaucoup plus résistante et moins facile à ternir ; on peut la frotter avec du rouge sans l'entamer, et les lavages aux acides ne l'altèrent aucunement.

L'auteur a pu ainsi recouvrir un miroir concave de $0^m,04$ de diamètre d'un dépôt de platine absolument parfait. En pesant les lames de verre avant et après le dépôt, M. Wright a pu constater qu'une couche de platine, assez épaisse pour qu'en l'appliquant contre l'œil elle empêchât presque complétement de voir le soleil, avait environ $0^{mm},000174$; pour l'or, l'épaisseur était de $0^{mm},000188$; c'est environ le quart de la longueur d'onde du rouge extrême.

A. ANGOT.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 32, janvier 1878.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIII. — Janvier 1877.

Berthelot. — *Quelques-unes des données fondamentales de la Thermochimie*, p. 5.

A. Bertin. — *Sur les téléphones*, p. 59.

E. Duclaux. — *Sur la tension superficielle dans la série des alcools et des acides gras*, p. 76.

Wichandler Roberts. — *Note sur la fusibilité, la liquation et la densité de certains alliages d'argent et de cuivre, d'or et de cuivre*, p. 111.

Planté. — *Gravure sur verre par l'électricité*, p. 143.

Annalen der Physik (Poggendorff)

(continuées par Wiedemann).

Nouvelle série. — Tome II. — N° 12. — Année 1877.

S.-V. Wroblewski. — *Lois d'après lesquelles les gaz se répandent dans les corps liquides visqueux et solides*, p. 481.

L.-A. Forssmann. — *Sur la conductibilité du sélénium*, p. 513.

W. Siemens. — *Variations de la conductibilité du sélénium, avec la chaleur et la lumière*, p. 521.

G. Hansemann. — *Influence de la lumière sur la résistance électrique des métaux*, p. 550.

G. Hansemann. — *Sur la photo-électricité étudiée par le Dr Bornstein*, p. 561.

H. Herwig. — *Sur la signification de la polarisation des liquides électrisés*, p. 566.

F. Zöllner. — *Sur un raisonnement employé par M. Clausius dans la théorie électrodynamique*, p. 604.

A. Ritter. — *Sur le paradoxe de la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 616.

W. Hankel. — *Sur le radiomètre de Crookes*, p. 627.

A. Weinhold. — *Sur la perception des couleurs*, p. 631.

E. Gerland. — *Sur l'inventeur de la platine de la machine pneumatique*, p. 665.

S. Stern. — *Note d'acoustique*, p. 673.

F. Zöllner. — *Note complémentaire*, p. 673.

CHALEUR SPÉCIFIQUE ET CHALEUR LATENTE DE FUSION DU PLATINE;

PAR M. J. VIOLLE.

I. La chaleur spécifique du platine a été mesurée à 100, 800, 1000 et 1200°, sur du métal bien pur, dû à l'extrême obligeance de M. H. Sainte-Claire Deville.

La chaleur spécifique moyenne entre zéro et 800°, déterminée avec l'appareil classique de M. Regnault, a été trouvée 0,0323.

Pour avoir la chaleur spécifique moyenne entre zéro et 800°, on a introduit dans un même moufle horizontal le réservoir de porcelaine d'un thermomètre à air de M. Deville, et un vase en biscuit contenant la masse de platine soumise à l'expérience ; le moufle était chauffé au gaz dans un fourneau à double enveloppe, système Perrot. Lorsque la température de tout l'appareil était devenue bien stationnaire, on enlevait le vase contenant le platine, on retirait le métal et on le plongeait rapidement dans une éprouvette en platine placée, l'orifice en haut, au milieu de l'eau du calorimètre : on fermait l'éprouvette avec un petit couvercle en platine. Quand le platine s'était refroidi au-dessous de 100° (c'est-à-dire au bout de douze à quinze minutes), on renversait l'éprouvette avec l'agitateur, de manière à assurer l'équilibre de température entre le platine et l'eau du calorimètre. L'équilibre n'était finalement atteint qu'après un temps assez long : aussi avait-on eu soin d'installer le calorimètre dans une enceinte à température constante, sur le modèle de celle qu'a adoptée M. Berthelot. La correction de refroidissement se faisait suivant la méthode indiquée par M. Regnault et développée par M. Pfaundler. Soient v et v' les vitesses de refroidissement du calorimètre avant et après l'expérience; soient ϑ la température au moment du mélange et $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \ldots, \vartheta_n$ la série des températures observées jusqu'à ce que le refroidissement devienne régulier, ϑ_n étant par conséquent la première température à partir de laquelle on ait $\vartheta_n - \vartheta_{n+1} = \vartheta_{n+1} - \vartheta_{n+2} = \vartheta_{n+2} - \vartheta_{n+3} = \ldots = v'$. Pendant une minute quelconque de l'expérience, le refroidissement du calorimètre est

$$\Delta t = a\left(\frac{\vartheta_r + \vartheta_{r-1}}{2} - x\right),$$

a et x étant tous les deux inconnus. Mais, si l'on désigne par ϑ_{-p}, $\vartheta_{-(p-1)}, \ldots, \vartheta_{-1}$ les températures observées avant l'expérience, que l'on pose

$$\frac{\vartheta_{-p}+\vartheta_{-(p-1)}+\ldots+\vartheta_{-1}}{p}=\tau,$$

et que l'on pose de même pour la suite des températures notées après l'expérience

$$\frac{\vartheta_{n+1}+\vartheta_{n+2}+\ldots+\vartheta_{n+p}}{p}=\tau',$$

on aura

$$v=a(\tau-x) \quad \text{et} \quad v'=a(\tau'-x);$$

d'où

$$a=\frac{v'-v}{\tau'-\tau} \quad \text{et} \quad x=\tau-v\,\frac{\tau'-\tau}{v'-v},$$

et par conséquent

$$\Delta t=v+\frac{v'-v}{\tau'-\tau}\left(\frac{\vartheta_r+\vartheta_{r+1}}{2}-\tau\right),$$

ce qui donne, pour les minutes successives après le mélange,

$$\Delta t_1=v+\frac{v'-v}{\tau'-\tau}\left(\frac{\vartheta+\vartheta_1}{2}-\tau\right),$$

$$\Delta t_2=v+\frac{v'-v}{\tau'-\tau}\left(\frac{\vartheta_1+\vartheta_2}{2}-\tau\right),$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

$$\Delta t_n=v+\frac{v'-v}{\tau'-\tau}\left(\frac{\vartheta_{n-1}+\vartheta_n}{2}-\tau\right).$$

Et par suite

$$\sum\Delta t=nv+\frac{v'-v}{\tau'-\tau}\left(\sum_1^{n-1}\vartheta_r+\frac{\vartheta_n+\vartheta}{2}-n\tau\right),$$

où $\sum_1^{n-1}\vartheta_r$ désigne la somme de toutes les températures observées de ϑ_1 à ϑ_{n-1}.

Appliquons cette méthode aux nombres trouvés dans l'expé-

rience II du 4 janvier 1877 :

h m		°	
1.57.....	ϑ_{-9}	= 11,14	
59.....	ϑ_{-7}	= 11,18	
2.01.....	ϑ_{-5}	= 11,21	$v = -0{,}0175, \quad \tau = 11{,}21.$
3.....	ϑ_{-3}	= 11,25	
5.....	ϑ_{-1}	= 11,28	
6.....	mélange		
7.....	ϑ_{1}	= 12,80	
8.....		14,30	
9.....		15,30	
10.....		16,20	
11.....	ϑ_{5}	= 17,00	
12.....		17,55	
13.....		18,00	
14.....		18,30	
15.....		18,55	
16.....	ϑ_{10}	= 18,77	
17.....		18,92	
18.....		19,04	
19.....		19,18	
20.....		19,27	
21.....	ϑ_{15}	= 19,33	
22.....		19,40	
23.....		19,75	
24.....		19,90	
25.....	ϑ_{19}	= 19,91	$n = 19.$
26.....	ϑ_{19+1}	= 19,89	
28.....	ϑ_{19+3}	= 19,85	
30.....	ϑ_{19+5}	= 19,81	$v' = 0{,}0188, \quad \tau' = 10{,}81.$
32.....	ϑ_{19+7}	= 19,78	
34.....	ϑ_{19+9}	= 19,74	

On voit que

$$\left.\begin{aligned} v &= -0{,}0175 \\ v' &= 0{,}0188 \end{aligned}\right\} \; n = 19 \left\{ \begin{aligned} \tau &= 11{,}21 \\ \tau' &= 19{,}81 \end{aligned}\right.$$

La correction est alors

$$\begin{aligned} \Sigma \Delta t &= -19 . 0{,}0175 + \frac{0{,}0188 + 0{,}0175}{19{,}81 - 11{,}21} \, 123{,}61 \\ &= -0{,}333 + 0{,}522 = 0{,}19. \end{aligned}$$

6.

Mais

$$t = \vartheta n = 19,91$$
$$\Sigma \Delta t = 0,19$$
$$t + \Sigma \Delta t = 20,10$$
$$\vartheta = 11,30$$
$$\text{par suite } \Delta\vartheta = 8,80$$

Telle est la variation de température du calorimètre; en la multipliant par la masse en eau de l'instrument, $1344^{gr},19$, on a la quantité de chaleur cédée par le poids $423^{gr},14$ de platine se refroidissant de T à t (1).

Pour mesurer la température T, on a laissé le ballon de porcelaine librement ouvert à l'air sec pendant toute la durée du chauffage; ce ballon, qui jaugeait 275^{cc} à zéro, était donc, au moment où l'on a pris le platine, plein d'air à la pression atmosphérique $730^{mm},9$ et à la température T. Par un jeu convenable du robinet supérieur du manomètre, on a alors supprimé la communication avec l'atmosphère; pendant le refroidissement, on a maintenu le volume du gaz constant; finalement, on a plongé le ballon dans de l'eau à $16°,5$ et mesuré la pression du gaz ramené au volume initial. On a ainsi les deux états suivants d'une même masse de gaz, en tenant compte d'un volume 3^{cc} (tubes de communication, partie supérieure du manomètre) qui est resté à la température du laboratoire.

	Volume.	Température.	Pression.
État initial....	$277^{cc},34$ (2)	T	$730^{mm},9$
	3	19°	
État final.....	275	16,5	207,0
	3	19,8	

(1) La température de l'enceinte, mesurée au thermomètre plongeant dans l'eau de cette enceinte, était $15°,5$; la formule $x = \tau - v\dfrac{\tau' - \tau}{v' - v}$ donne $15°,4$.

(2) MM. H. Sainte-Claire Deville et Troost ont montré (*Comptes rendus*, t. LIX, p. 162) qu'avec un ballon de porcelaine (et sans doute aussi avec un ballon en verre), il faut tenir compte d'une double variation de volume : 1° la variation passagère représentée par $V_0 k T$, k étant le coefficient de dilatation de la matière du ballon, coefficient variable avec la température et qu'ils ont mesuré jusqu'à 1500°; 2° une variation permanente qui persiste après que le ballon est revenu à la température ordinaire. Cette deuxième variation, toutefois, devient insensible avec les ballons de Josse quand on

On peut donc écrire

$$\left(\frac{277,34}{1+0,003665\,T}+\frac{3}{1+0,003665.19}\right)730,9$$
$$=\left(\frac{275}{1+0,003665.16,5}+\frac{3}{1+0,003665.19,8}\right)207,0,$$

d'où

$$T=787^{\circ}.$$

Il n'est pas inutile de remarquer que la méthode suivie pour déterminer les températures permet dans toute l'étendue des expériences des mesures exactes à moins de 1° près, tout en laissant l'avantage de ne pas exposer le ballon, lorsqu'il est très-chaud, à des excès de pression capables de le déformer. Pour évaluer la variation de température δT correspondant à une variation de pression donnée δh, on peut négliger dans l'équation du problème les termes de correction qui n'influent pas sensiblement sur la quantité à évaluer; on a alors simplement, en appelant H la pression atmosphérique, h la pression finale et α le coefficient de dilatation de l'air,

$$\delta T=-\frac{H\,\delta h}{\alpha h^2};$$

à 1000°, H étant 760^{mm}, h est à peu près 180^{mm}; on a alors

$$\delta T=6,55\,\delta h.$$

Mais les lectures au manomètre se font avec un cathétomètre donnant le $\frac{1}{10}$ de millimètre; toutefois, comme la pression atmo-

---

opère plusieurs fois de suite à une même température, tant qu'on n'approche pas trop du point auquel le ballon a été cuit. Ainsi j'ai observé les volumes suivants d'un même ballon après sept chauffes aux températures indiquées :

	Volumes.
	cc
Avant toute chauffe	274,29
Après 1 chauffe vers 1000°	274,37
» 2 »	274,49
» 3 »	274,46
» 4 »	274,48
» 5 »	274,51
» 6 »	274,48
» 7 vers 1200°	274,85

sphérique ne peut être exactement connue qu'au $\frac{1}{10}$ de millimètre, les pressions doivent être regardées comme mesurées à $\frac{1}{10}$ de millimètre et par conséquent les températures au 0°,655 près.

L'expérience II du 4 janvier 1877 conduit ainsi, pour la chaleur spécifique moyenne du platine, entre zéro et 787°, au nombre 0,0364. Une autre expérience, I du même jour, donne, entre zéro et 780°, 0,0366. On a donc 0,0365 pour la chaleur spécifique moyenne du platine entre zéro et 784°.

La chaleur spécifique moyenne entre zéro et 1000° a été obtenue exactement de la même manière. On a toutefois introduit un changement important dans une partie des expériences. Pour éviter l'incertitude qui existe toujours sur une correction de refroidissement, quand même cette correction est faible (elle ne dépassait pas 0°,3 pour un excès de 11 à 12°), on a supprimé, dans certaines expériences, l'éprouvette de platine et plongé directement le platine chaud dans l'eau. Il serait impossible d'opérer ainsi à 300 ou 400°, parce qu'il se produirait une quantité très-notable de vapeur. A 1000° et au-dessus, on n'a au contraire aucun dégagement de vapeur : le platine incandescent traverse l'eau sans en vaporiser une quantité appréciable et, lorsqu'il est au fond du calorimètre, on peut facilement, par une agitation convenable, éviter tout accident. Mais le temps nécessaire pour atteindre la température stationnaire se trouve alors réduit de quinze ou vingt minutes à une fraction de minute, ce qui supprime à peu près complétement toute correction de refroidissement. Les résultats de douze expériences faites, les trois premières par l'ancienne méthode, les autres par immersion du platine dans l'eau du calorimètre, ont été :

0,0376 à 985°	0,0377 à 1023°	0,0377 à 993°
0,0379 à 1028	0,0377 à 1023	0,0379 à 979
0,0375 à 991	0,0376 à 1002	0,0379 à 989
0,0376 à 1005	0,0376 à 1006	0,0376 à 979

d'où 0,0377 pour la chaleur spécifique moyenne du platine entre zéro et 1000°.

En remplaçant le four Perrot par un autre four à double enveloppe, chauffé à l'aide d'un chalumeau Schlœsing, on a pu fixer et mesurer des températures voisines de 1200°. Ce four à chalumeau Schlœsing, construit comme le premier, par M. Wiesnegg, donne

même facilement des températures très-supérieures à 1200°, mais dont la mesure n'a pas encore pu être effectuée. Dans les expériences à 800 et 1000°, les températures, mesurées au manomètre du thermomètre à air, étaient obtenues, comme je l'ai expliqué plus haut, en ramenant le gaz, tout compte fait des variations de volume du ballon de porcelaine, au même volume au commencement et à la fin de l'expérience, et notant la variation de pression; dans les expériences actuelles, on a opéré et par variation de pression et par variation de volume; la température a donc été mesurée chaque fois de deux manières différentes.

Voici, par exemple, les nombres relevés le 4 août 1877. Pendant le chauffage, l'air sec qui remplissait d'abord le ballon à la température 17°,4 et sous la pression 744^{mm},4 s'est dilaté sous pression constante, de manière à remplir le ballon et la branche fermée du manomètre jusqu'à la division 526,35, ce qui donne les deux états successifs de la même masse de gaz.

	Volume.	Température.	Pression.
	cc	°	mm
État initial....	273,4	17,4	744,4
État final......	{ 275,8 219,3	T 20,5 }	749,6

On a donc

$$\frac{273,4}{1+17,4\alpha}744,4=\left[\frac{275,8}{1+\alpha T}+\frac{219,3}{1+20,5\alpha}\right]749,6,$$

d'où

$$T=1195°.$$

Les mesures qui caractérisent le deuxième état étant relevées, on a ouvert le robinet supérieur du manomètre à l'air sec, on a versé du mercure de manière à atteindre la partie supérieure de la branche fermée : le niveau étant alors le même dans les deux branches, on a supprimé la communication avec l'atmosphère et opéré à volume variable, comme il a été dit plus haut. On a ainsi obtenu les mesures suivantes :

	Volume.	Température.	Pression.
	cc		mm
État initial....	{ 275,8 1,1	T 20°,5 }	743,8
État final......	273,5	21,7	153,7

ce qui donne

$$\frac{273,5}{1+21,7\alpha}153,7=\left[\frac{275,8}{1+\alpha T}+\frac{1,1}{1+20\alpha}\right]743,8,$$

d'où

$$T=1192;$$

on a donc, d'après ces deux mesures,

$$T=1193^{\circ},5.$$

L'échauffement observé au calorimètre ayant été $14^{\circ},33$ (correction faite du refroidissement qui intervient pour $0^{\circ},16$), on en déduit, pour la chaleur spécifique moyenne entre zéro et $1193^{\circ},5$, 0,0389. On a trouvé de même :

0,0388 à 1168°, cette température étant donnée par les deux mesures 1171 et 1165;

0,0388 à 1168°, cette température étant donnée par les deux mesures 1169 et 1166.

Ainsi la chaleur spécifique moyenne entre zéro et 1177° est 0,0388.

Toutes ces mesures se résument fidèlement en la formule suivante, qui peut donc être considérée comme donnant la *chaleur spécifique moyenne* du platine entre zéro et t jusqu'à 1200° :

$$C_0^t=0,0317+0,000006\,t.$$

On en déduit

$$\begin{array}{lll} C_0^{100}=0,0323, & C_0^{500}=0,0347, & C_0^{900}=0,0371, \\ C_0^{200}=0,0329, & C_0^{600}=0,0353, & C_0^{1000}=0,0377, \\ C_0^{300}=0,0335, & C_0^{700}=0,0359, & C_0^{1100}=0,0383. \\ C_0^{400}=0,0341, & C_0^{800}=0,0365, & C_0^{1200}=0,0389. \end{array}$$

On a ainsi les données nécessaires pour la mesure exacte, par une simple expérience calorimétrique, de toute température comprise entre zéro et 1200°.

La *chaleur spécifique vraie* du platine à t degrés, $\frac{dQ}{dt}$, est, dans les mêmes limites,

$$\gamma_t=0,0317+0,000012\,t,$$

ce qui donne

$$\gamma_{100} = 0,0329,\quad \gamma_{500} = 0,0377,\quad \gamma_{900} = 0,0425,$$
$$\gamma_{200} = 0,0341,\quad \gamma_{600} = 0,0389,\quad \gamma_{1000} = 0,0437,$$
$$\gamma_{300} = 0,0353,\quad \gamma_{700} = 0,0401,\quad \gamma_{1100} = 0,0449,$$
$$\gamma_{400} = 0,0365,\quad \gamma_{800} = 0,0413,\quad \gamma_{1200} = 0,0461.$$

II. On a mesuré la quantité de chaleur cédée par 1^{gr} de platine solide du point de fusion à zéro. A cet effet, on fondait une certaine quantité de platine, on plongeait dans le platine fondu un fil du même métal contourné en spirale, et, au moment où la surface du bain se solidifiait, on enlevait à l'aide de ce fil une rosette de platine solide que l'on immergeait dans l'eau du calorimètre. Avec cinq rosettes, pesant respectivement

$$57^{gr},30,\quad 59^{gr},87,\quad 81^{gr},50,\quad 40^{gr},67 \text{ et } 49^{gr},00,$$

on a successivement observé les échauffements suivants de l'eau du calorimètre, pour 1^{gr} de platine :

$$0^{\circ},0722,\quad 0^{\circ},0704,\quad 0^{\circ},0702,\quad 0^{\circ},0715,\quad 0^{\circ},0708,$$

moyenne

$$0^{\circ},0710.$$

La masse en eau du calorimètre étant ici $1052^{gr},524$, on a $74^{u},73$ pour la quantité de chaleur cédée par 1^{gr} de platine du point de fusion à 15°, température moyenne du liquide calorimétrique dans ces expériences ; et, par suite, la quantité de chaleur cédée par 1^{gr} de platine solide du point de fusion à zéro est

$$q = 75^{u},21.$$

Si l'on admet que la chaleur spécifique du platine est représentée jusqu'au point de fusion par la formule linéaire donnée plus haut, il en résulte, pour la *température de fusion* du platine,

$$T = 1775^{\circ};$$

mais l'accroissement de la chaleur spécifique du platine avec la température s'accélère sans doute au voisinage du point de fusion, le platine passant par l'état pâteux avant de devenir liquide ; la

température vraie de fusion, autant qu'il est permis alors de parler d'une température de fusion, doit donc être quelque peu inférieure au nombre ainsi obtenu.

III. En coulant dans l'éprouvette de platine du calorimètre un certain poids de platine fondu et pris aussi près que possible du point de fusion, on peut mesurer la *chaleur totale de fusion* du métal, c'est-à-dire la quantité de chaleur nécessaire pour transformer 1^{gr} de platine à zéro en platine liquide à la température même de fusion : avec des poids

$$47^{gr},51,\quad 78^{gr},30,\quad 40^{gr},82\quad \text{et}\quad 158^{gr},79$$

de platine fondu, on a observé successivement les échauffements suivants de l'eau du calorimètre, pour 1^{gr} de platine,

$$0^{o},0756,\quad 0^{o},0757,\quad 0^{o},0747,\quad 0^{o},0767,$$

moyenne

$$0^{o},0757.$$

La masse en eau du calorimètre étant, dans ces expériences, $1345^{gr},42$, on a pour la chaleur totale de fusion du platine, à partir de 17°, température moyenne de l'eau du calorimètre, $101^{u},85$, et, par suite, pour la chaleur totale de fusion à partir de zéro

$$L = 102^{u},39.$$

Si l'on en retranche la quantité de chaleur q nécessaire pour porter 1^{gr} de platine à la température de fusion, on a la *chaleur latente de fusion*

$$\lambda = 27^{u},18.$$

IV. Le point de fusion de l'argent, déterminé au cours de ces recherches, sur un échantillon d'argent pur qu'a bien voulu me préparer M. Lory, a été trouvé 954°, température sensiblement inférieure à celle que l'on admet ordinairement d'après Pouillet, 1000°, mais bien voisine du nombre 960° donné par M. Edmond Becquerel (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVIII, p. 49-143).

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES;

PAR MM. MASCART ET ANGOT.

I.

1. *Réactions sur les aimants et les électro-aimants.* — Les considérations théoriques indiquées dans un article précédent ([1]) ne donnent qu'une première approximation sur le jeu des machines dans lesquelles interviennent des aimants ou des électro-aimants. On a supposé, en effet, que le magnétisme des aimants permanents est invariable et que celui des électro-aimants ne dépend que de l'intensité des courants dont ils sont entourés; mais il existe entre les aimants et les courants des réactions qui peuvent modifier beaucoup les résultats.

2. Les machines *électrodynamiques*, qui ne renferment ni aimant ni fer doux, ne donnent lieu à aucune correction nouvelle, le temps nécessaire à la manifestation des forces électrodynamiques étant inappréciable.

3. Dans les machines *magnétiques* du deuxième type, le magnétisme effectif des aimants permanents est altéré par l'influence des bobines d'une manière complexe en général. Si l'on admet que la variation du magnétisme des aimants est proportionnelle à la puissance magnétique des bobines, laquelle est en raison directe de l'intensité du courant, on voit que l'aimantation des aimants sera augmentée lorsqu'il s'exerce une attraction entre les deux systèmes d'organes, qu'elle sera diminuée dans le cas d'une répulsion. La diminution de force répulsive doit être plus grande que l'accroissement de force attractive, puisque nous supposons les aimants voisins de l'état de saturation; il résultera de ce fait une diminution de travail peu importante, que l'on pourra représenter par un terme proportionnel au carré de l'intensité du courant.

([1]) *Journal de Physique*, t. VI, p. 203 et 297.

Les équations deviendront alors, pour la machine motrice,

$$K = NH = NI(A - BI),$$

$$E = N(A - BI) = N\left(A - B\frac{E_0 - E}{R}\right).$$

On en déduit

$$E = NA\frac{1 - \frac{E_0}{A}\frac{B}{R}}{1 - N\frac{B}{R}},$$

au lieu de $E = NA$.

La force électromotrice d'induction, pour une vitesse donnée, est d'autant plus faible que celle de la pile est plus grande.

La machine, abandonnée à elle-même, a encore une vitesse limite donnée par la condition $I = 0$, laquelle est

$$N_0 = \frac{E_0}{A},$$

comme si l'on n'avait pas tenu compte des réactions.

Le rendement est diminué, car il a pour expression

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{NA}{E_0}\frac{1 - \frac{E_0}{A}\frac{B}{R}}{1 - N\frac{B}{R}}.$$

Pour calculer les coefficients A et B, on pourra déterminer la vitesse limite N_0 de la machine motrice, d'où l'on déduira

$$A = \frac{E_0}{N_0},$$

puis mesurer le rendement pour une vitesse donnée; on aura ainsi l'équation

$$r = \frac{N}{N_0}\frac{1 - N_0\frac{B}{R}}{1 - N\frac{B}{R}},$$

d'où l'on déduit

$$B = R\frac{\frac{N}{N_0} - r}{N(1 - r)}.$$

Remarquons que la vitesse limite N_0 est facile à atteindre par expérience, puisqu'elle est proportionnelle à la force électromotrice de la pile employée, laquelle peut être choisie aussi faible que l'on voudra.

4. Quand la machine est employée comme électromoteur, la condition de production $\frac{k}{i^2} > R$ est toujours réalisée pour un courant très-faible, et l'équilibre existe quand on a

$$n\left(\frac{A}{i} - B\right) = R,$$

ou

$$i = \frac{A}{\frac{R}{n} + B} = \frac{nA}{R + nB} = \frac{nA}{R}\,\frac{1}{1 + n\frac{B}{R}}.$$

L'appareil se comporte comme une pile dont la force électromotrice est proportionnelle à la vitesse, à la condition d'ajouter à la résistance réelle une résistance fictive, elle-même proportionnelle à la vitesse.

L'intensité aurait une valeur limite donnée par l'équation

$$i_\infty = \frac{A}{B}.$$

5. Dans les machines *magnéto-électriques*, c'est-à-dire à électro-aimants fixes et mobiles, l'influence des fils d'un système de bobines sur les électro-aimants opposés donne, comme précédemment, un accroissement des forces attractives et une diminution plus grande des forces répulsives, ce qui introduit encore dans le travail une variation négative proportionnelle à l'aimantation et à l'intensité du courant, que l'on pourra considérer comme comprise dans le terme $C_1 MI^2$. D'autre part, l'influence réciproque des électro-aimants donne aussi, l'affaiblissement d'un électro-aimant étant, toutes choses égales d'ailleurs, plus facile à obtenir que l'accroissement d'aimantation, une diminution de travail qui est sensiblement proportionnelle au carré de l'aimantation et peut être comprise dans le terme $C_2 M^2 I^2$, de sorte qu'il n'y a rien à modifier à la théorie.

6. La réaction, qui était faible dans les machines du second type,

peut jouer, au contraire, un rôle important dans les machines *mixtes* à aimants et électro-aimants. Si l'on considère encore le magnétisme des aimants fixes comme modifié d'une quantité proportionnelle à l'aimantation des électro-aimants, il en résulte une diminution du travail proportionnelle au carré de l'aimantation, ou à M^2I^2, ce qui donne pour la machine motrice

$$K = NH = NI(A + A_1M - A_2M^2I).$$

La force électromotrice d'induction est

$$E = N(A + A_1M - A_2M^2I) = N\left(A + A_1M - A_2M^2\frac{E_0 - E}{R}\right);$$

on en déduit

$$E = N(A + A_1M)\frac{1 - \dfrac{E_0}{A + A_1M}\dfrac{A_2M^2}{R}}{1 - N\dfrac{A_2M^2}{R}}.$$

La vitesse limite N_0 est encore la même que si l'on ne tenait pas compte des réactions

$$N_0 = \frac{E_0}{A + A_1M_0}.$$

Le rendement est

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{N(A + A_1M)}{E_0}\frac{1 - \dfrac{E_0}{A + A_1M}\dfrac{A_2M^2}{R}}{1 - N\dfrac{A_2M^2}{R}}.$$

Si le courant est assez faible pour que le coefficient M ait la valeur constante M_0, il vient

$$r = \frac{N}{N_0}\frac{1 - N_0\dfrac{A_2M_0^2}{R}}{1 - N\dfrac{A_2M_0^2}{R}},$$

expression de même forme que pour les machines du deuxième type.

7. Quand la machine est employée comme électromoteur, la condition $\frac{k}{i^2} > R$ est encore réalisée pour des courants très-faibles

et l'intensité est donnée par l'équation

$$R = n\left(\frac{A + A_1 M}{i} - A_2 M^2\right),$$

d'où l'on déduit

$$i = \frac{A + A_1 M}{\frac{R}{n} + A_2 M^2} = \frac{n(A + A_1 M)}{R + nA_2 M^2}.$$

Si l'intensité du courant n'est pas très-grande, de façon que le facteur M puisse être considéré comme constant et égal à M_0, il en résultera

$$i = \frac{n(A + A_1 M_0)}{R + nA_2 M_0^2}.$$

On peut dire encore, comme pour les machines du deuxième type, que la force électromotrice est proportionnelle à la vitesse, à condition d'ajouter à la résistance réelle une résistance fictive, elle-même proportionnelle à la vitesse.

Tant que cette formule simple est applicable, l'intensité a une limite qui est

$$i_\infty = \frac{A + A_1 M_0}{A_2 M_0^2};$$

mais, si l'intensité est assez grande pour que les électro-aimants soient près d'être saturés, il faut alors considérer M comme étant en raison inverse de i, ce qui donne une autre limite i',

$$i' = \frac{A + A_1 \frac{M_1}{i'}}{A_2 \frac{M_1^2}{i'^2}} = \frac{M_1(A_2 M_1 - A_1)}{A}.$$

Dans le cas où l'intensité des courants est assez faible, il ne reste que deux constantes à connaître, $A + A_1 M_0$ et $A_2 M_0^2$; on pourra les déterminer encore par la vitesse limite et par une mesure de rendement.

II.

8. *Machines magnéto-électriques.* — La plupart des moteurs électriques rentrent dans cette catégorie, car ils sont formés presque toujours de deux systèmes d'électro-aimants ou, ce qui revient au

même, d'un système d'électro-aimants fixes et de pièces mobiles en fer doux. Nous avons fait des expériences avec deux moteurs de Froment et une machine Gramme à électro-aimants.

Dans ces machines, le travail a pour expression

$$K = NH = NI^2(C + C_1M + C_2M^2).$$

Si l'intensité est assez faible pour que la parenthèse puisse être représentée par une constante A, il vient

$$K = NAI^2,$$

et la force électromotrice d'induction est

$$E = NAI.$$

D'autre part,

$$IR = E_0 - E = RI_0 - NAI;$$

d'où l'on déduit

$$NA = R\left(\frac{I_0}{I} - 1\right).$$

9. Dans les moteurs Froment, où le courant est interrompu de temps en temps par un jeu de commutateur, il n'est pas possible de déterminer directement l'intensité I_0 du courant que produirait la pile quand on met dans le circuit la machine en repos; il faudrait avoir l'intensité moyenne en tenant compte de toutes les interruptions. Pour tourner la difficulté, on peut admettre, ce qui est assez évident, que l'intensité initiale I_0 est en raison inverse de la résistance totale du circuit, et écrire

$$I_0 = \frac{PB}{R},$$

P désignant le nombre des éléments de la pile employée et B une constante qui dépend de la durée relative des interruptions. Il vient alors

$$NA = \frac{PB}{I} - R.$$

En déterminant les constantes A et B par deux expériences ou par l'ensemble des expériences convenablement combinées, on verra si la formule représente les phénomènes.

Pour le premier moteur, on avait

	Ohms.
Résistance du moteur...........	2,3
» du circuit............	0,45
» de chaque élément.....	2,2

La pile était formée d'éléments Daniell associés comme l'indiquent les tableaux suivants. L'intensité du courant était déterminée en unités arbitraires par un galvanomètre très-sensible, placé sur une dérivation du circuit :

Éléments quadruples.

$B = 102.$

Nombre d'éléments P.	Intensité observée I.	Résistance totale R.	Nombre de tours par seconde N.	$\frac{PB}{I} - R.$	A.
5	42,5	5,50	3,37	6,50	1,93
»	48,3	»	2,46	5,06	2,06
»	61	»	1,45	2,86	1,97
4	38,2	4,95	2,86	5,73	2,00
»	43,5	»	2,13	4,43	2,08
3	35	3,90	2,25	4,84	2,15
2	30,4	3,85	1,50	2,86	1,91
1	24,5	3,30	0,62	0,86	1,39
				Moyenne.......	2,01

Éléments doubles.

$B = 93.$

10	43,8	13,75	3,56	7,50	2,11
»	53	»	1,84	3,80	2,06
8	41,4	11,55	3,20	6,42	2,00
»	50,6	»	1,45	3,17	2,19
6	38,3	9,35	2,91	3,65	1,26
»	43,8	»	1,82	3,39	1,86
4	34	7,15	1,08	3,79	3,51
3	31,5	6,05	1,77	2,81	1,59
2	28,5	4,95	1,13	1,58	1.30
				Moyenne.......	1,99

La valeur de B dépend du galvanomètre; elle devrait être la

même dans les deux séries; mais, comme le galvanomètre était à miroir et échelle divisée, il suffit que l'échelle ait éprouvé un petit déplacement pour que la constante soit modifiée.

La valeur de A est, au contraire, indépendante du galvanomètre. Les expériences donnent une moyenne sensiblement égale à 2, et la concordance des résultats est aussi grande qu'on peut l'espérer, surtout si l'on écarte les expériences où le nombre des éléments était très-petit, auquel cas la modification d'intensité produite par le mouvement du moteur est elle-même très-faible et plus difficile à évaluer.

10. Dans d'autres expériences, avec un nombre constant d'éléments à résistance très-faible (pile de sir W. Thomson), on a augmenté la résistance du circuit, ce qui diminue l'influence de l'erreur possible sur la résistance de la pile et sur l'identité supposée des différents éléments.

Conditions de l'expérience.	Intensité observée I.	Résistance totale R.	Nombre de tours par seconde N.	$\frac{PB}{I} - R$.	A.
8 éléments....	69	4,9	4,57	8,55	1,87
Résistance du circuit	54	10,5	2,91	6,68	2,28
fixe, 0,90.........	52	11,5	2,87	6,35	2,21
Résistance de la pile,					
1,70..............	43	18,9	1,33	2,67	2,00
B = 116............	36	24,5	0,696	1,28	1,84
			Moyenne.......		2,04
4 éléments.....	55,5	4,13	2,46	4,93	2,00
Résistance du circuit					
fixe, 0,90.........	52,5	5,17	2,25	4,41	1,96
Résistance de la pile,					
0,93.......... ...	42,0	9,73	1,07	2,26	2,11
B = 100,6.........	40,0	10,77	0,865	1,81	2,09
			Moyenne.......		2,04
8 éléments.....	75,9	4,45	4,16	7,78	1,87
Résistance du circuit					
fixe, 0,70.........	71,5	5,49	3,86	7,49	1,94
Résistance de la pile,					
1,45..............	56,2	10,00	2,91	6,51	2,24
B = 116......	44,0	18,40	1,40	2,62	1,87
			Moyenne.......		1,98

Conditions de l'expérience.	Intensité observée I.	Résistance totale R.	Nombre de tours par seconde N.	$\frac{PB}{I} - R$.	A.
4 éléments.....	79	3,87	2,37	4,78	2,02
Résistance du circuit fixe, 0,70.........	71	5,87	1,88	3,75	2,00
Résistance de la pile, 0,87..............	59	9,47	1,02	2,11	2,07
B = 171..........			Moyenne.......		2,03

11. On peut, d'après cela, calculer le nombre de tours minimum que doit faire la machine pour fournir d'elle-même un courant. Il faut, en effet, que l'on ait

$$\frac{k}{i^2} > R \quad \text{ou} \quad nA > R.$$

La limite inférieure n_0 est donc égale à $\frac{R}{A}$. Comme la valeur de A est sensiblement égale à 2, il suffirait, pour obtenir un courant, de produire un nombre de tours par seconde plus grand que la moitié de la résistance totale exprimée en ohms, ce qui représente une vitesse très-modérée. Malheureusement, la vérification n'est pas possible, à cause des interruptions causées par le commutateur ; on pourrait bien régler les contacts de façon que le circuit ne fût jamais ouvert, mais on serait alors dans de mauvaises conditions pour l'emploi de l'appareil comme moteur.

En fait, la machine donne un courant aussitôt qu'on la met en marche par une action étrangère, mais ces courants sont dus sans doute au magnétisme rémanent.

12. Avec un second moteur de même modèle que le précédent, mais de dimensions plus grandes, on a déterminé directement la valeur de l'intensité initiale I_0, en faisant marcher la machine à la main, dans le sens direct et dans le sens inverse, avec une même vitesse très-petite, et l'on a pris la moyenne des intensités obtenues dans les deux cas ; ces valeurs différaient très-peu l'une de l'autre, mais étaient notablement plus faibles, d'environ $\frac{1}{10}$, que celle qui correspondait à la machine en repos.

On a ainsi obtenu avec de petits éléments Daniell, en calculant

la constante A par la formule $NA = R\left(\frac{I_0}{I} - 1\right)$:

Résistance du moteur et accessoires... 5,0
» d'un élément............. 2,2

Nombre d'éléments P.	Intensité initiale I_0.	Intensité observée I.	Résistance totale R.	Nombre de tours par seconde N.	A.
20	135,0	114	49	3,08	2,93
»	104,5	96	69	1,67	3,68
»	85,5	82,8	89	1,00	2,86
15	132	111	38	2,76	2,60
»	96,25	90,5	58	1,43	2,56
10	125,5	104,8	27	2,22	2,41
»	98,75	93,4	37	1,05	2,01
5	111,5	91,5	16	1,64	2,14
				Moyenne......	2,65

La concordance est ici moins satisfaisante, ce qui peut tenir soit au défaut d'identité des éléments de la pile, soit à la manière de déterminer l'intensité initiale. Néanmoins l'ensemble de tous ces résultats paraîtra sans doute une vérification suffisante de l'exactitude de la théorie, à savoir que la force électromotrice d'induction est proportionnelle à l'intensité du courant, au moins pour le cas où l'intensité est assez faible; en effet, elle est presque toujours restée inférieure à 1 weber en valeur absolue, et a rarement dépassé cette limite.

13. La machine Gramme à électro-aimants rentre dans le même type en théorie, mais diffère entièrement des précédentes au point de vue de la construction; nous avons étudié, comme électromoteur seulement, une machine propre à produire de la lumière électrique, que M. Jamin a bien voulu mettre à notre disposition.

La résistance de la machine n'est pas absolument constante, parce que les balais du commutateur communiquent successivement avec les différentes bobines de l'anneau, mais elle ne varie pas de plus de $\frac{1}{100}$; la moyenne a été trouvée égale à $1^{\text{ohm}},104$. On y a ajouté successivement des résistances extérieures jusqu'à plus de 200 ohms

et la vitesse a varié depuis $\frac{1}{4}$ de tour jusqu'à 19 tours à la seconde. Il faut remarquer cependant que cette vitesse énorme n'a pu être obtenue que pour des circuits très-résistants, parce que l'intensité croît d'une manière si rapide qu'avec un circuit plus court on ne tardait pas à dépenser tout le travail disponible du moteur lequel était de la force de 5 chevaux-vapeur.

L'intensité du courant était déterminée par une boussole de tangentes placée en dérivation sur une petite portion du circuit. En faisant varier la résistance du fil où se trouvait la boussole, on pouvait évaluer avec un même instrument des courants qui variaient entre des limites très-étendues. Toutes les intensités ont été ensuite réduites en unités absolues (weber), et les résistances sont exprimées en ohms.

Les phénomènes sont assez réguliers tant que la résistance ne dépasse pas 10 ohms ni la vitesse de la machine 10 tours par seconde. Alors, si l'intensité reste inférieure à $0^w,08$, elle est sensiblement proportionnelle à la vitesse et en raison inverse de la résistance totale du circuit.

Pour des intensités plus grandes, on constate encore que l'expression $\frac{iR}{n}$ ne dépend que de l'intensité du courant. Ce résultat est conforme à la théorie, puisque la force électromotrice est alors

$$ni(C + C_1M + C_2M^2),$$

ce qui donne

$$i = \frac{ni(C + C_1M + C_2M^2)}{R} \quad \text{ou} \quad \frac{iR}{n} = i(C + C_1M + C^2M^2).$$

Les valeurs de $\frac{iR}{n}$ croissant à peu près proportionnellement à l'intensité, on a effectué les calculs par la formule empirique

$$\frac{iR}{n} = 0,286 + 0,4i.$$

Les différences des résultats obtenus avec ceux que donne cette formule sont de l'ordre des erreurs expérimentales, tant que l'intensité ne dépasse pas 12 webers; mais, au delà de cette limite, l'intensité croît moins vite que ne l'indique la formule.

Voici le résumé des expériences :

Intensité i.	Résistance R.	Nombre de tours par seconde n.	Valeurs de $\frac{iR}{n}$ observée.	Valeurs de $\frac{iR}{n}$ calculée.
0,0073	10,35	0,267	0,286	»
0,0276	2,77	0,267	0,286	»
0,0415	1,86	0,270	0,286	»
0,055	1,41	0,270	0,286	»
0,064	1,24	0,287	0,280	»
0,090	10,47	2,53	0,37	0,32
0,180	2,81	1,33	0,38	0,36
0,258	7,04	4,72	0,39	0,39
0,437	2,05	1,87	0,49	0,47
0,550	5,35	6,02	0,49	0,51
0,757	10,85	12,80	0,64	0,59
1,14	4,04	6,42	0,71	0,74
1,67	1,65	2,79	0,99	0,96
2,51	5,53	10,30	1,35	1,29
7,43	5,49	11,35	3,60	3,26
8,92	5,18	11,50	4,02	3,86
9,02	2,80	6,30	4,02	3,9
10,52	4,02	10,05	4,2	4,5
12,07	3,10	8,17	4,6	5,1
12,91	1,53	4,10	4,8	4,8
14,4	2,18	6,02	5,2	6,1
15,6	1,44	4,30	5,2	6,5
18,8	1,44	5,20	5,2	7,8
0,017	196,4	9,87	0,34	0,29
0,028	196,4	15,0	0,37	0,30
0,392	13,07	8,93	0,86	0,44
0,400	24,12	9,13	1,06	0,45
0,396	205,8	9,07	8,98	0,44
1,90	205,8	18,4	21,25	1,05
2,29	24,12	18,75	2,94	1,20
2,58	13,07	18,67	1,80	1,32

Il n'y a pas lieu de chercher à identifier la formule empirique avec l'expression théorique $i(C + C_1M + C_2M^2)$, parce que les conditions admises dans le raisonnement ne sont certainement pas réalisées. En particulier, le retard à l'aimantation doit jouer un

rôle important, et il serait nécessaire de déplacer constamment le balai de contact, pour obtenir dans chaque cas le maximum d'effet, ce qui compliquerait beaucoup les expériences.

Nous avons laissé à part, dans la seconde partie du tableau, des expériences où la résistance du circuit et la vitesse de la machine étaient notablement plus grandes. Il est manifeste qu'alors l'intensité est de beaucoup supérieure à celle que donnerait la formule empirique.

14. Pour obtenir la force électromotrice, il suffit, dans chaque cas, de multiplier l'intensité du courant par la résistance. Cette force électromotrice, entre des limites convenables, aurait pour expression empirique

$$E = iR = n[0,286 + 0,4i].$$

Pour des intensités inférieures à $0^{w},04$, la force électromotrice est sensiblement proportionnelle à la vitesse; elle est due, sans doute, au magnétisme rémanent des armatures de fer doux. On peut voir, par les nombres extrêmes, que cette force électromotrice a varié depuis $0,0073 . 10,35 = 0,75$ jusqu'à $1,901 . 205,8 = 391$ volts.

15. Le travail calorifique de l'échauffement du circuit par le courant pendant l'unité de temps est égal au produit i^2R, en prenant les unités absolues qui ont servi de bases à la définition des unités électromagnétiques, ou, ce qui revient au même, en prenant pour unité de longueur le mètre et pour unité de masse la masse du kilogramme. Pour transformer ce travail en kilogrammètres, il faut diviser le résultat obtenu par l'accélération de la pesanteur. En voici quelques valeurs :

		Travail par seconde		
Intensité.	Résistance.	en unités absolues.	en kilogrammètres.	en chevaux-vap.
w	oh			
0,09	10,47	0,085	0,0086	0,0001
0,757	10,85	6,22	0,63	0,0084
8,92	5,18	402,8	41,1	0,55
18,80	1,44	508,0	51,9	0,69
1,901	205,8	743,8	75,9	1,01

Dans le dernier cas, on avait utilisé en électricité environ le cinquième du travail maximum que pouvait fournir le moteur.

(*A suivre.*)

RAOUL PICTET. — Mémoire sur la liquéfaction de l'oxygène, la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène et sur les théories des changements d'état des corps; ***Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*****, t. LXI, p. 160, et** ***Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*****, t. LXXXV, p. 1214, et t. LXXXVI, p. 106.**

M. Pictet a réalisé la liquéfaction des gaz permanents en les soumettant à la fois à des pressions énergiques et aux froids les plus intenses que nous puissions actuellement obtenir.

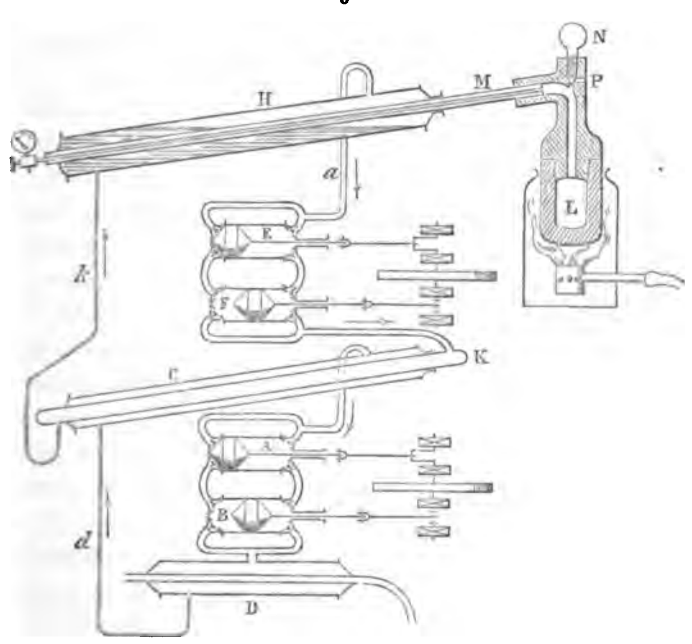
Le dispositif mécanique qu'il a employé à cet effet comprend trois parties distinctes : 1° une circulation d'acide sulfureux servant à produire une première chute de température; 2° une circulation d'acide carbonique ou de protoxyde d'azote servant à amener une deuxième chute de température; 3° la production en vase clos de l'oxygène, qui va s'accumuler sous une pression considérable, dans un long tube noyé dans l'acide carbonique solidifié.

L'appareil qui produit la circulation de l'acide sulfureux se compose lui-même de trois parties : un *récipient* contenant de l'acide sulfureux liquide; une *pompe* qui fait le vide sur cet acide, provoque par sa volatilisation un refroidissement considérable, aspire les vapeurs et les refoule dans un *condenseur,* où elles repassent à l'état liquide, pour rentrer ensuite dans le récipient et recommencer indéfiniment la même série de transformations. La figure schématique ci-jointe représente l'ensemble des appareils. C (*fig.* 1) est un gros tube de cuivre ayant $0^m,12$ de diamètre sur $1^m,10$ de longueur; il est placé dans une caisse, non figurée sur la planche, et enveloppé de sciure de bois et d'étoffe pour le mettre à l'abri du rayonnement. C'est le récipient, à moitié rempli d'acide sulfureux liquide. Sa partie supérieure est mise en communication par un tuyau coudé, long et étroit, avec un système de deux pompes aspirantes et foulantes à double effet, A, B, accouplées à la manière dite *Compound,* de manière à obtenir le plus grand écart possible entre les pressions d'aspiration et de refoulement. L'acide sulfureux qui s'évapore dans ce récipient est

aspiré par la première pompe, passe de là dans la seconde et est ensuite refoulé sous une pression de 2^{atm} environ dans le condenseur D. Celui-ci est constitué par un cylindre, traversé suivant sa longueur par des tubes que parcourt constamment un courant d'eau froide. L'acide s'y liquéfie de nouveau, et la différence de pression le fait ensuite revenir, par le petit tuyau *d*, au tube de départ. Les robinets étant convenablement réglés, le



Fig. 1.



poids du liquide, qui passe par ce tuyau de D en C, est égal à celui des vapeurs aspirées par les pompes pendant le même temps; une circulation régulière s'établit et la température dans le récipient C, mesurée par un thermomètre à alcool convenablement disposé, descend rapidement à $-65°$, et même jusqu'à $-73°$, limite extrême obtenue.

Cette première circulation d'acide sulfureux n'est qu'un expédient pour obtenir de l'acide carbonique liquide, en assez grande quantité, qui doit être soumis lui-même à une circulation semblable. A cet effet, dans l'axe du récipient C se trouve un second

tube K, plus étroit, qui joue pour l'acide carbonique le rôle de condenseur. Ce gaz, parfaitement pur et desséché, est d'abord emmagasiné dans un gazomètre à huile de 1^{mc} de capacité. Les pompes E, F, identiques aux précédentes, l'aspirent par un branchement (qui n'est pas représenté sur la figure) placé sur le tuyau *a*, et le refoulent ensuite dans le tube K, noyé dans l'acide sulfureux liquide à —65°. Là, il se liquéfie sous une pression comprise en général entre 4 et 7^{atm}, et mesurée à chaque instant par un manomètre communiquant avec K.

Une deuxième caisse renferme, comme la précédente, au milieu d'un matelas de matières peu conductrices, deux autres tubes de cuivre concentriques H, M, qui sont, dans la réalité, beaucoup plus longs et plus étroits. Le tube extérieur H communique d'un côté, par *k*, avec le condenseur d'acide carbonique K, et, quand un robinet placé sur le tuyau de jonction est ouvert, l'acide liquéfié peut passer dans le tube H, qui joue pour lui le rôle de récipient. De l'autre extrémité part le tuyau *a* qui aboutit aux pompes. Quand tout l'acide carbonique a été liquéfié, on peut, au moyen d'un robinet à trois voies, placé en *a*, au niveau du branchement, isoler le gazomètre et établir la communication entre l'aspiration des pompes E, F et le récipient H. A ce moment commence un nouvel et considérable abaissement de température; le vide se fait sur l'acide carbonique liquide, et le froid devient si intense que cet acide se solidifie.

Les thermomètres à alcool ne suffiraient plus pour mesurer, même d'une manière approximative, de telles températures. M. Pictet les déduit par le calcul de la pression marquée par un manomètre, lorsqu'on fait le vide sur l'acide carbonique; il se sert d'une formule qui lie les tensions maxima des vapeurs aux températures correspondantes, et qu'il a déduite directement de la théorie mécanique de la chaleur. Il renvoie à un prochain Mémoire, la démonstration générale de cette formule et des équations sur lesquelles elle repose; en attendant, pour justifier son emploi, il montre qu'appliquée aux vapeurs d'eau, d'acide sulfureux, etc., elle donne des résultats qui concordent, avec une grande exactitude, avec les Tables de M. Regnault, entre des limites très-étendues. La température, ainsi calculée, est, dans le récipient H plein d'acide carbonique solidifié, de —130° environ.

En opérant avec du protoxyde d'azote, elle descend à $-140°$.

Le tube M, intérieur au précédent, est destiné à servir de réservoir à l'oxygène comprimé. Il a $4^m,16$ de longueur, un diamètre intérieur de 4^{mm} et des parois très-épaisses. Son extrémité la plus déclive est percée d'un petit orifice, que ferme une vis d'acier; elle porte en outre un manomètre, gradué avec le plus grand soin jusqu'à 800^{atm}, au moyen de pressions hydrauliques mesurées à la balance. L'autre extrémité se relie à un gros obus de fer forgé L, ayant des parois de 35^{mm} d'épaisseur, et pouvant résister à des pressions de plus de 1500^{atm}. Cet obus contient un poids connu de chlorate de potasse mélangé de chlorure de potassium, et peut être chauffé par une couronne de gaz.

Après que le jeu des quatre pompes, successivement mises en train, a amené l'abaissement de température voulu, on allume le gaz. La décomposition du chlorate de potasse se fait graduellement au début, puis assez brusquement; le manomètre permet de connaître constamment la pression et de suivre la marche de l'opération. La température de l'obus atteint 485° environ. L'oxygène dégagé, soumis, dans le tube M, à la température très-basse de l'acide carbonique solidifié qui l'enveloppe et à l'énorme pression produite par la réaction chimique, passe à l'état liquide : ce qui est démontré, soit par l'apparence du jet projeté par l'orifice quand on desserre la vis, soit par les variations de pression indiquées au manomètre.

M. Pictet donne les détails de cinq expériences, dont trois ont été faites avec l'acide carbonique et deux avec le protoxyde d'azote. Nous résumons rapidement les résultats généraux.

Aussitôt la réaction commencée, la pression monte et, en une heure à peu près, atteint 526^{atm}. Mais presque aussitôt elle baisse un peu, pour se fixer, au bout de quelques minutes, à 470^{atm}. C'est la condensation qui a provoqué cet abaissement, et à ce moment toute la capacité intérieure du tube M est pleine d'oxygène liquéfié. Si l'on ouvre le robinet, un jet liquide sort avec une grande violence et revêt l'apparence d'un pinceau blanc éclatant, d'environ $0^m,10$ à $0^m,12$ de longueur sur un diamètre de $0^m,015$ à $0^m,02$. Il dure de trois à quatre secondes. Si l'on referme alors le robinet, on voit la pression, qui s'est abaissée à 400^{atm} environ, descendre encore quelques instants, puis rede-

venir stationnaire, preuve qu'il s'est opéré une nouvelle condensation. On peut effectivement obtenir un nouveau jet liquide, qui cesse bientôt pour être remplacé par un jet gazeux parfaitement caractérisé. En se détendant, ce gaz produit un épais brouillard par sa condensation partielle ; toutefois la transition du jet liquide au jet gazeux est tellement visible, qu'elle a été saisie par plus de vingt assistants au même instant. Des charbons légèrement enflammés, mis dans ce jet, s'enflamment spontanément avec une violence inouïe.

Dans deux expériences, on a projeté sur le jet, à sa sortie de l'orifice, un faisceau de lumière électrique, qui a permis d'y distinguer nettement deux parties : une portion centrale, assez diaphane, étroite, entourée d'une nappe plus large, d'un blanc éclatant, ayant l'apparence de poussière de craie ou de neige. La lumière réfléchie par cette couche blanche, perpendiculairement aux rayons incidents, était partiellement polarisée, ce qui semblerait indiquer une cristallisation passagère de l'oxygène, presque immédiatement ramené à l'état gazeux par la chaleur de l'air ambiant.

Des données numériques de ses expériences M. Pictet s'est proposé de déduire la densité de l'oxygène liquide et la tension maximum de sa vapeur aux températures définies, obtenues avec l'acide carbonique et le protoxyde d'azote, c'est-à-dire les éléments physiques qui sont les plus importants à connaître et caractérisent les propriétés générales du nouveau liquide. Pour la densité, calculée par deux méthodes différentes, M. Pictet adopte le nombre 0,9787 ; ce résultat vérifie d'une manière remarquable une prévision de M. Dumas, qui, se fondant sur la considération des volumes atomiques, avait prédit que la densité de l'oxygène liquide devait être peu différente de celle de l'eau. Les tensions maxima mesurées sont les suivantes :

Température....	—130°	Tension maximum....	273^{atm}
»	—140°	»	252^{atm}

Après avoir obtenu les résultats précédents avec l'oxygène, M. Pictet a été naturellement conduit à opérer de la même manière sur l'hydrogène. Tout le monde connaît les résultats de cette brillante expérience, dont la relation a été insérée aux

Comptes rendus de l'Académie des Sciences (t. LXXXVI, p. 106, 14 janvier 1878). Le gaz était obtenu en chauffant à 225° un mélange de formiate de potasse et de potasse caustique. A la température de —140° et sous une pression de 650^{atm}, l'hydrogène s'est liquéfié. Le robinet étant ouvert, on vit s'échapper avec violence un jet opaque, d'une teinte bleu-acier très-caractérisée, qui devint bientôt intermittent. M. Pictet pense que l'hydrogène était en partie solidifié.

M. Pictet se propose de renouveler cette expérience, pour en déduire les mêmes données que pour l'oxygène; il se propose également de faire de nouveaux efforts pour recueillir et conserver quelque temps, dans des vases transparents, les produits de la condensation, afin de les mieux étudier. Ce résultat aurait un intérêt sur lequel il est inutile d'insister.

R. BENOÎT.

EILHARD WIEDEMANN. — Ueber die specifische Wärme der Dämpfe und ihre Aenderungen mit der Temperatur (Chaleurs spécifiques des vapeurs, leurs variations avec la température); *Ann. der Physik*, 2ᵉ série, t. II, p. 195.

La méthode connue de Regnault, pour la détermination des chaleurs spécifiques des vapeurs, présente une condition particulièrement défavorable; c'est que la quantité de chaleur fournie par le refroidissement de la vapeur à l'état gazeux n'est qu'une fraction très-faible de la chaleur totale cédée au calorimètre. M. Wiedemann évite cet inconvénient au moyen d'un appareil dans lequel on fait un vide partiel et où l'on a soin de prendre la température initiale du calorimètre assez élevée pour éviter la condensation des vapeurs.

Le générateur à vapeur est en laiton, le fond est cannelé, ce qui donne une surface de chauffe considérable et permet d'obtenir un courant de vapeur sensiblement constant: ce vase est plongé dans un bain d'eau chaude. L'appareil d'échauffement de la vapeur et le calorimètre sont identiques à ceux employés par M. E. Wiedemann, dans l'étude de la chaleur spécifique du gaz (*Journal de Physique*, t. V, p. 318), à cela près que le bouchon qui réunissait les deux appareils est remplacé par un tube court en maillechort.

Entre le calorimètre et la pompe d'épuisement (pompe à eau d'Arzberger), on intercale: 1° un vase refroidi et un flacon contenant de l'alcool ou de l'acide sulfurique, destiné à condenser et à absorber les vapeurs; 2° un flacon de 7^{lit} qui régularise la pression. Cette pression est mesurée par un manomètre adapté à l'extrémité du serpentin.

On pèse le générateur, on fait le vide dans les autres parties de l'appareil, on observe pendant cinq à dix minutes la température du calorimètre, puis on fait passer le courant de vapeur. Lorsque le calorimètre est suffisamment échauffé, on ferme les robinets, on observe le refroidissement et l'on pèse de nouveau le générateur. La marche régulière des thermomètres montre qu'il n'y a pas de condensation de vapeur dans le calorimètre.

D'après Regnault, la quantité de chaleur nécessaire pour échauffer un gaz de zéro à t^0 est

$$Q = C_0 t + \alpha t^2;$$

la chaleur spécifique vraie à t^0 est donc

$$C_t = \frac{dQ}{dt} = C_0 + 2\alpha t.$$

Voici les résultats bruts de plusieurs séries d'expériences très-concordantes:

	Limites de température.	Chaleur spécifique moyenne.	Écart maximum.
Chloroforme.....	117°,5-26°,9	0,1441	0,0030
	189,8-28,3	0,1489	0,0034
Bromure d'éthyle.	116,4-27,9	0,1611	0,0028
	189,5-29,5	0,1744	0,0017
Benzine.........	115,1-34,1	0,2990	0,0098
	179,5-35,2	0,3325	0,0041
Acétone.........	110,1-26,2	0,3468	0,0072
	179,3-27,3	0,3740	0,0051
Éther acétique...	113,3-32,9	0,3374	0,0047
	188,8-34,4	0,3709	0,0036
Éther...........	111,0-25,4	0,4280	0,0037
	188,8-26,8	0,4618	0,0067

Les formules déduites de ces expériences sont:

Chloroforme........	$C_t = 0,1341 + 0,0001354\,t$
Bromure d'éthyle....	$C_t = 0,1354 + 0,0003560\,t$
Benzine......... ...	$C_t = 0,2237 + 0,0010228\,t$
Acétone...........	$C_t = 0,2984 + 0,0007738\,t$
Éther acétique......	$C_t = 0,2738 + 0,0008700\,t$
Éther..............	$C_t = 0,3725 + 0,0008536\,t$

Pour comparer ces résultats à ceux de Regnault, lequel n'a pas étudié la variation des chaleurs spécifiques des vapeurs, il faut calculer, au moyen des formules précédentes, la chaleur spécifique moyenne entre les limites de température réalisées dans les expériences de Regnault. Soit C la chaleur spécifique moyenne de t_1 à t, la quantité de chaleur nécessaire pour échauffer la vapeur entre ces limites est $C(t_1 - t)$; elle est égale à la différence des quantités de chaleur nécessaires pour l'échauffer de zéro à t_1° et de zéro à t°, c'est-à-dire à

$$C(t_1 - t) = C_0 t_1 + \alpha t_1^2 - (C_0 t + \alpha t^2),$$

d'où l'on tire

$$C = C_0 + \alpha(t + t_1).$$

Le tableau suivant donne les résultats de cette comparaison:

	Limites de température.	Regnault.	Wiedemann.
Chloroforme......	117°-228°	0,1567	0,1573
Bromure d'éthyle..	77,7-196,5	0,1896	0,1841
Benzine..........	116 -228	0,3754	0,3946
Acétone..........	129 -233	0,4125	0,3946
Éther acétique.....	115 -219	0,4008	0,4190
Éther............	70 -220	0.4797	0,4913

Ces différences très-faibles peuvent être attribuées à la difficulté de se procurer les substances organiques complétement pures.

Si l'on compare les chaleurs spécifiques des vapeurs à celles des mêmes corps à l'état liquide, on remarque qu'en général, plus la chaleur spécifique d'un corps est grande à l'état liquide, plus elle



est grande à l'état de vapeur et que les variations de la chaleur spécifique avec la température sont du même ordre de grandeur, et dans beaucoup de cas sont égales pour le liquide et sa vapeur.

Les chaleurs spécifiques des vapeurs rapportées à l'unité de volume sont données dans le tableau suivant, dans lequel α' est la quantité correspondant à α de la formule précédente, c'est-à-dire la moitié de la variation de la chaleur spécifique.

	A pression constante.	A volume constant.	α'.
Air..............	1	0,7119	0,000
Chloroforme	2,358	2,070	0,001176
Bromure d'éthyle.	2,106	1,818	0,002768
Acétone.........	2,468	2,180	0,003274
Benzine	2,523	2,235	0,004581
Éther acétique....	3,333	3,045	0,005537
Éther............	3,984	3,696	0,004564

Les valeurs de α' sont en général d'autant plus grandes que le nombre d'atomes contenu dans la molécule est plus grand.

C. Daguenet.

C. NEUMANN. — Ueber die Anzahl elektrischer Materien (Sur le nombre des électricités); *Ann. de Pogg.*, t. CLIX, p. 201; 1876.

Il est inutile de rappeler au lecteur comment on peut démontrer qu'un aimant cylindrique tournant autour de son axe peut induire une force électromotrice dans un conducteur (¹). Ce fait est en contradiction avec toute théorie dans laquelle les phénomènes électrodynamiques sont attribués aux actions réciproques des molécules d'un fluide unique dont le mouvement constituerait les courants électriques. En effet, on est autorisé à remplacer l'ai-

(¹) Un aimant cylindrique est recouvert d'une cloche métallique, et un fil métallique relie un point de la cloche à son sommet : ces trois pièces sont mobiles indépendamment l'une de l'autre; on constate que, lorsque l'appareil est en mouvement, le fil est traversé par un courant induit qui ne dépend que de la différence des vitesses angulaires du fil et de la cloche, et qui est indépendant de la vitesse de l'aimant. Telle est l'expérience de Plücker, souvent citée par les auteurs allemands.

mant par une série de courants circulaires et parallèles ; si v est la vitesse du fluide idéal et si les forces mises en jeu ne dépendent que des positions et des vitesses de ses molécules, la force électromotrice induite dans un conducteur ne peut être qu'une fonction de v ; si l'on donne au système des courants circulaires un mouvement de rotation tel que la vitesse à la circonférence soit V, la vitesse des molécules du fluide sera $V + v$; et la force électromotrice $f(V + v)$. Or l'expérience prouve que cette fonction est nulle si V est nul, quel que soit v, c'est-à-dire si l'aimant est au repos ; cette fonction devrait donc être nulle aussi quel que soit V, puisqu'elle ne dépend que de la somme $V + v$, et il n'y aurait jamais d'induction.

Si, au contraire, on admet l'hypothèse des deux fluides, induisant des forces électromotrices égales et de signes contraires quand ils ont la même vitesse, on arrive à l'expression $f(V + v) - f(v - V)$, en supposant, comme on le fait ordinairement, que dans un courant les deux fluides ont des vitesses égales et de signes contraires : cette expression s'annule bien avec V.

M. Neumann conclut de là « que, si l'on admet que les actions des courants doivent être attribuées à des fluides en mouvement dans le circuit, il faut admettre au moins l'existence de deux de ces fluides. »

Ce résultat peut être rapproché de l'expérience de M. Maxwell, qui a montré que le fluide unique idéal ne pourrait avoir qu'une masse inappréciable.

A. Potier.

E. EDLUND. — Bemerkungen zu dem Aufsatz des Hrn. Prof. C. Neumann über die Anzahl der elektrischen Materien (Remarques sur la Note de M. Neumann relative au nombre des électricités); *Ann. de Pogg.*, t. CLX, p. 617; 1877.

A la Note de M. Neumann, dont nous venons de donner l'analyse, M. Edlund fait l'objection suivante : si $f(s)$ est l'induction produite par le passage d'un courant d'électricité positive dont la vitesse est s, l'induction produite par le passage dans le sens opposé d'une égale quantité d'électricité négative sera également $f(s)$ et l'induction totale $2f(s)$; cette induction est nulle

quand le courant inducteur est immobile; donc $f(s)$ est identiquement nul, et il ne saurait y avoir induction, même quand on le mettra en mouvement. Si ce mode de raisonnement était exact, il faudrait en conclure que l'hypothèse des deux fluides est incompatible non-seulement avec l'induction unipolaire, mais avec toute espèce d'induction, et que tous les calculs faits jusqu'ici dans cette hypothèse sont dépourvus de sens.

Mais M. Edlund admet que les actions des deux courants doivent s'ajouter; c'est le contraire qui a lieu dans l'hypothèse des deux fluides; on doit seulement admettre que deux courants égaux et de même sens des deux fluides ont des effets égaux et de signe contraire. Si un courant s d'électricité positive produit une force électromotrice ks^2, par exemple, un courant s' d'électricité négative produira une force $-ks'^2$, et l'ensemble une force $k(s^2 - s'^2)$; dans les deux facteurs de $s^2 - s'^2$, on reconnaîtra l'intensité du courant inducteur $(s - s')$ et la vitesse $\frac{1}{2}(s + s_1)$ du circuit qui porte le courant.

A. Potier.

J.-W. MALLET. — On the apparent alteration in weight of a wire placed east and west and traversed by an electric current (Sur le changement de poids apparent d'un fil dirigé de l'est à l'ouest et parcouru par un courant); *Phil. Magazine*, p. 321, novembre 1877.

D'après les lois d'Ampère, l'action de la Terre sur un conducteur parallèle à l'équateur équivaut à une force perpendiculaire au conducteur. L'auteur rappelle d'abord que Faraday a tenté de mettre cette force en évidence, et qu'il a réussi à en montrer la composante horizontale. Au contraire, Faraday n'a pas pu constater avec certitude la variation apparente de poids d'un conducteur ainsi orienté, due à la composante verticale.

M. Mallet reprend l'expérience de Faraday à peu près sous la même forme. Un fil de cuivre de 1^m de long est suspendu au plateau d'une balance; il est orienté de l'est à l'ouest, et parcouru par le courant de dix éléments de Grove. Ce courant arrive au fil par l'intermédiaire de godets pleins de mercure, et dans lesquels plongent les extrémités du fil, amalgamées et recourbées verticalement.

C'était ici le point délicat de l'expérience, car il se produit dans ces godets des actions qui tendent à la troubler.

1° Le fil perd plus ou moins de son poids suivant qu'il plonge plus ou moins profondément dans le mercure : le déplacement vertical du fil est limité par cette action ; 2° Faraday avait remarqué que l'ascension capillaire du mercure le long du fil amalgamé diminue pendant le passage du courant, d'où une diminution de poids ; 3° la répulsion de deux éléments de courants consécutifs pris dans le cuivre et dans le mercure doit également tendre à soulever le fil.

M. Mallet a néanmoins pu constater qu'il y a accroissement apparent de poids lorsque le courant passe dans le fil de l'est à l'ouest ; il y a diminution dans le cas contraire.

L'auteur attribue le succès de l'expérience à l'emploi d'une pile de dix éléments et d'un fil long de 1^m, tandis que Faraday n'emploie qu'un seul élément de Hare et un fil d'environ 14^{po}. Les premières expériences de M. Mallet ont été faites avec un système assez compliqué, formé de dix fils horizontaux parallèles parcourus par un même courant.

G. LIPPMANN.

E. LOMMEL. — Ueber Fluorescenz (Sur la fluorence); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 113; 1878.

Nous avons rendu compte d'un précédent Mémoire [1] de M. Lommel et nous avons vu qu'il range les substances fluorescentes dans trois catégories ainsi caractérisées :

Première catégorie. — Tout rayon excitateur, absorbé par la substance, fait apparaître la totalité du spectre fluorescent (rouge de naphtaline, éosine).

Deuxième catégorie. — Un rayon excitateur ne produit jamais que la portion du spectre fluorescent moins réfrangible que lui, conformément à la loi de Stokes. C'est le cas ordinaire.

Troisième catégorie. — Le spectre fluorescent se compose de

---

[1]) *Journal de Physique*, t. VI, p. 96.

deux parties dont l'une n'obéit pas et dont l'autre obéit à la loi de Stokes (couleurs de chamaléine).

M. Lommel publie aujourd'hui une liste de 41 substances fluorescentes et il indique, à l'aide de l'échelle de Bunsen, la limite des rayons excitateurs du côté le moins réfrangible du spectre et les limites du spectre fluorescent : 9 des substances citées appartiennent au premier groupe, 25 au second et 7 au troisième.

Il est à remarquer que les substances de la première catégorie de M. Lommel sont caractérisées par de très-fortes bandes d'absorption, dont une au moins est nette dans le spectre, même pour une très-grande dilution. Ce sont des corps à couleurs superficielles, mais à dispersion normale. Ils sont verts, rouges, orangés ou jaunes. Quand on les éclaire par un spectre, la lumière émise par fluorescence présente une teinte invariable, quels que soient les rayons excitateurs.

Au contraire, les substances de la seconde catégorie absorbent en général la portion la plus réfrangible du spectre : elles sont jaunes, brunes ou grises. Quand on les éclaire par un spectre, la lumière émise par fluorescence varie de nuance et même de couleur suivant les rayons excitateurs.

Enfin les corps du troisième groupe sont très-vivement colorés et présentent des bandes d'absorption comme ceux du premier. Les rayons excitateurs d'un premier groupe, peu réfrangible, produisent une fluorescence de teinte uniforme, tandis qu'un dernier groupe de rayons excitateurs plus réfrangibles produit une fluorescence de teinte variable. Ces caractères appartiendraient certainement à tout mélange de deux substances fluorescentes prises l'une dans le premier groupe, l'autre dans le second; et en effet certains corps classés par M. Lommel dans le troisième groupe, le tournesol par exemple, sont certainement des mélanges. Peut être y aura-t-il lieu de supprimer ce groupe, quand l'analyse des matières colorantes qui le composent sera plus avancée.

E. Bouty.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1876.

VON WALTENHOFEN. — Sur le phénomène de Peltier, p. 21.

Si l'on fait passer un courant dans une pile thermo-électrique dont les soudures ont des résistances inégales, la pile de Noë par exemple, la force électromotrice du courant de Peltier n'est pas proportionnelle à l'intensité i du courant primitif, mais est donnée par une expression telle que $\mp ai + bi^2$. Le signe négatif convient au cas où le courant primitif va du métal négatif au positif, au travers de la soudure de plus grande résistance.

F. LIPPICH. — Théorie de l'électrodynamique, p. 23.

L'auteur cherche à établir l'action de deux éléments de courants, de manière à démontrer l'expression potentielle de Newmann, relative à l'action réciproque de deux courants fermés, linéaires égaux.

Il admet pour cela que cette dernière action est soumise à la loi de conservation de l'énergie; qu'elle est indépendante de la forme et de la position relative des deux courants; qu'elle est la résultante des actions réciproques des éléments; enfin qu'elle n'est pas modifiée par la présence d'un troisième courant.

F. EXNER. — Sur la diffusion des vapeurs au travers des lamelles liquides, p. 28.

La vitesse de diffusion est, pour les vapeurs comme pour les gaz, proportionnelle au coefficient d'absorption de la lamelle et en raison inverse de la racine carrée de la densité de la vapeur.

F. EXNER. — Sur l'allongement galvanique, p. 60.

L'allongement que subit un fil traversé par un courant est pro-

duit par l'échauffement qui résulte de ce passage et non par une action particulière du courant.

J. PULUJ. — Diffusion des vapeurs au travers des plaques de porcelaine, p. 69 et 88.

Un vase en porcelaine traversé par de la vapeur d'eau est entouré d'un second vase que traverse un courant d'air; le rapport du volume d'air et de vapeur diffusée reste constant et à peu près inverse de la racine carrée de la densité de la vapeur.

La vitesse de diffusion croît avec la température de la vapeur.

La vapeur d'éther ne suit pas la loi de Graham si l'intérieur du vase de porcelaine renferme de l'air saturé et si à l'extérieur se trouve de la vapeur à une tension S moindre que la tension maxima S; la vitesse de diffusion peut être calculée par la formule

$$V = CS \log\left(2 - \frac{S}{G}\right);$$

C est une constante.

P.-C. PUSCHL. — Sur l'état interne et la chaleur latente des vapeurs, p. 91.

L'auteur déduit de considérations théoriques que la vapeur d'eau très-raréfiée s'écarte de la loi de Mariotte en sens inverse de celui qui convient aux vapeurs et aux gaz ordinaires.

A. URBANITZKY ET E. REITLINGER. — Sur certains phénomènes remarquables que présentent les tubes de Geissler, p. 100.

Il s'agit toujours des attractions ou des répulsions apparentes que présente le flux lumineux qui traverse le tube, lorsqu'on en approche le doigt ou un conducteur. Les auteurs ont soumis le tube à l'action d'un électro-aimant. Ce qu'il y a de plus saillant dans leurs expériences, c'est ce fait qu'un de ces tubes complétement vide d'air, et qui arrête le courant d'une bobine de Ruhmkorff donnant des étincelles d'un centimètre, se laisse traverser par le même courant, si on le place entre les pôles d'un électro-aimant.

(*A suivre.*)

E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome V. — Janvier 1878.

Olivier J. Lodge. — *Sur une forme de pile Daniell proposée comme étalon de force électromotrice*, p. 1.

William Thomson. — *Sur les propriétés thermo-élastiques, thermomagnétiques et pyro-électriques de la matière*, p. 4.

Joseph Le Conte. — *Sur la vision binoculaire*, p. 27.

H.-F. Weber. — *Mesures électromagnétiques et calorimétriques absolues : valeur absolue de l'unité de résistance Siemens en mesure électromagnétique; relation entre le travail du courant et la chaleur développée; valeurs absolues de quelques forces hydro-électromotrices en mesure électromagnétique*, p. 30.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *De la glace comme électrolyte*, p. 43.

James Croll. — *Théorie de la gravitation de Le Sage*, p. 45.

Cayley. — *Distribution de l'électricité sur deux surfaces sphériques*, p. 54.

Abney (Capitaine). — *Destruction de l'image photographique non développée*, p. 61.

5e série. — Tome V. — Février 1878.

John Aitken. — *Quelques expériences sur la rigidité produite par la force centrifuge*, p. 81.

Emerson-Reynolds. — *Nouvelle forme d'appareil de mesure pour un spectroscope de laboratoire*, p. 106.

Olivier J. Lodge. — *Méthode pour mesurer la conductibilité thermale absolue des cristaux et des substances rares* (1re Partie), p. 110.

S. Tolver Preston. — *Application de la théorie kinétique des gaz à la gravitation*, p. 117.

H.-F. Weber. — *Mesures électromagnétiques et calorimétriques absolues : valeur absolue de l'unité de résistance Siemens en mesure électromagnétique; relation entre le travail du courant et la chaleur développée; valeurs absolues de quelques forces hydro-électromotrices en mesure électromagnétique*, p. 127.

5e série. — Tome V. — Mars 1878.

John Kerr. — *Réflexion de la lumière polarisée sur la surface d'un aimant*, p. 161.

H.-F. Weber. — *Mesures électromagnétiques et calorimétriques absolues : valeur absolue de l'unité de résistance Siemens en mesure électromagnétique ; relation entre le travail du courant et la chaleur développée ; valeurs absolues de quelques forces hydro-électromotrices en mesure électromagnétique*, p. 189.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *Sur les nuages et sur l'électricité atmosphérique*, p. 197.

H.-C. Russell. — *Nouvelle modification de la pile à bichromate*, p. 201.

A. Ritter. — *Étude des divers états d'agrégation*, p. 202.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *Théorie du contact*, p. 219.

Thomas Bayley. — *Relation entre la couleur du cuivre et de ses sels*, p. 222.

Annalen der Physik und Chemie (Poggendorff)

(continuées par Wiedemann).

Nouvelle série. — Tome III. — N° 1. — Année 1878.

W. Beetz. — *Compensateur universel*, p. 1.

W. Beetz. — *Force électromotrice et résistance interne de quelques couples thermo-électriques*, p. 4.

W. v. Bezold. — *Théorie d'un écoulement stationnaire, au point de vue le plus général*, p. 12.

E. Riecke. — *Sur une boussole des tangentes et sur la force électromotrice d'un élément de Grove*, p. 36.

P. Glan. — *Influence de la densité d'un corps sur la quantité de lumière qu'il absorbe*, p. 54.

E. Ketteler. — *Théorie des vibrations elliptiques longitudinales dans l'éther incompressible*, p. 83.

E. Lommel. — *Sur la fluorescence*, p. 113.

W. Wernicke. — *Réflexion métallique*, p. 126.

J.-J. Mackensie et E.-L. Nichols. — *Changements de volume des liquides par suite de la dissolution des gaz*, p. 134.

E. Riecke. — *Observations avec le radiomètre de Crookes*, p. 142.

F. Auerbach. — *Détermination des sons de résonnance de la bouche, au moyen de la percussion*, p. 152.

F. Auerbach. — *Son rendu par un diapason dans un liquide incompressible*, p. 157.

LE PHONOGRAPHE D'EDISON;

Par M. A. NIAUDET.

L'enregistrement des sons n'est pas chose nouvelle; Thomas Young le premier fit écrire sur un cylindre les vibrations d'une verge métallique; Duhamel ([1]) appliqua la même méthode à l'étude des vibrations des cordes; Wertheim ([2]) paraît avoir été le premier à enregistrer les vibrations des diapasons, qui ont été depuis si fréquemment employées.

MM. Léon Scott et Kœnig ([3]) ont, au moyen de leur phonautographe, écrit les vibrations d'une membrane et obtenu directement la courbe complexe qui correspond à un accord et deux, trois ou même quatre sons. Avec cet instrument M. Kœnig a fait de nombreuses et importantes expériences dont la plus curieuse est l'enregistrement d'une phrase musicale.

M. Barlow a présenté à la Société Royale un logographe dont la description n'a pas encore été donnée en français.

Enfin M. Rosapelly ([4]) a enregistré les mouvements du larynx en même temps que ceux des lèvres et du voile du palais, en vue de déterminer les caractères graphiques des différentes consonnes ou groupes de consonnes.

Si donc M. Edison n'avait fait qu'un instrument capable d'enregistrer les sons, son invention n'attirerait pas aujourd'hui une très-grande attention; mais il a eu la hardiesse de songer à reproduire les sons au moyen de la trace graphique laissée par eux et l'habileté d'y réussir.

Son appareil, tel qu'il est connu par le seul exemplaire venu en Europe, est représenté dans les *fig.* 1 et 2.

Un cylindre de laiton C est monté sur un axe AA′ taraudé dans une de ses parties A′; l'un des supports sert d'écrou fixe à cette vis; et, quand on tourne la manivelle M, chaque point du cylindre

---

([1]) Duhamel, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1840.

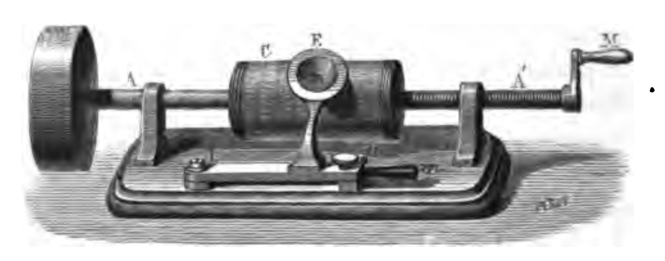
([2]) Wertheim, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XII.

([3]) *Annales du Conservatoire des Arts et Métiers*, oct. 1864.

([4]) Dr Rosapelly, *Travaux du laboratoire de M. Marey*, 2e année, Paris, 1876.

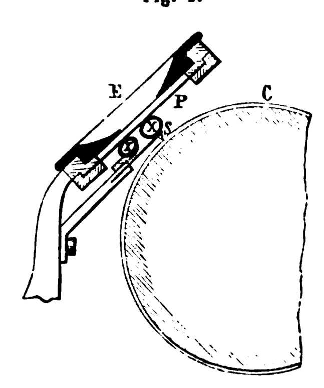
décrit une hélice. La surface du cylindre présente une rainure hélicoïdale dont le pas est le même que celui de la vis taillée sur l'axe. On y colle une feuille mince d'étain qui l'entoure complé-

Fig. 1.



tement. Ce papier est suspendu au-dessus du vide présenté par la rainure hélicoïdale, et c'est dans cette partie que se fera l'enregistrement, comme nous allons le dire.

Fig. 2.



Tel est l'appareil enregistreur, qui ressemble, comme on voit, à celui du phonautographe de Scott et Kœnig. Voici maintenant l'appareil acoustique lui-même.

Il se compose d'une membrane métallique très-mince P, fixée dans une bague circulaire qui est retenue à l'extrémité d'un support mobile. Devant cette membrane est une embouchure E, et toutes deux sont semblables aux organes correspondants du téléphone. Sous la membrane est porté un petit style métallique fort court et

rigide, qui en suit tous les mouvements. Le style est fixé à l'extrémité d'un ressort dont les vibrations propres sont amorties par des étouffoirs X formés par des morceaux de tube de caoutchouc.

Pour faire fonctionner cet appareil, on amène le support dans la position figurée, la membrane devant le cylindre et le style au contact du papier d'étain, dans cette partie où il est tendu et libre en dessous. On parle dans l'embouchure pendant que le cylindre tourne; la membrane vibre et le style fait sur le papier d'étain des marques visibles à l'œil.

Pour reproduire les sons, il faut écarter la membrane et le style, ramener le cylindre en arrière et rapprocher la membrane de manière que tout soit dans la même position qu'au commencement de l'inscription. On tourne alors la manivelle comme on l'avait fait d'abord; le style, commandé par les ondulations de la feuille d'étain, pousse la membrane qui passe par toutes les positions qu'elle avait occupées pendant la première partie de l'expérience, et qui reproduit les sons à l'unisson desquels elle avait vibré tout à l'heure.

Il n'est pas besoin de dire que les sons rendus par l'instrument sont beaucoup moins intenses que ceux qu'on lui a fait d'abord enregistrer; mais ils sont parfaitement distincts et ils ont pu être entendus par deux cents personnes à la fois, se pressant dans la salle de la Société de Physique. L'appareil qui a été montré à Paris ne rend pas exactement le timbre de la voix de la personne qui a parlé; mais les voyelles et même les consonnes sont parfaitement reconnaissables.

On annonce que M. Edison a récemment perfectionné son appareil et que, dès à présent, il reproduit exactement le timbre de la voix humaine et rend les plus faibles chuchotements et le bruit de la respiration entendus par la membrane. Après ce qu'il nous a déjà fait entendre, il y aurait mauvaise grâce à ne pas le croire sur parole, et il faut lui faire crédit de quelques semaines pour qu'il s'acquitte envers nous de cette promesse.

Si l'on chante au lieu de parler, la reproduction des sons donne lieu aux observations suivantes : 1° chaque son change de hauteur avec la vitesse de rotation du cylindre et n'est rendu exactement que si la vitesse est rigoureusement la même pendant l'inscription

et pendant la reproduction; 2° l'accord formé par des sons successifs cesse d'être juste à la reproduction si la vitesse n'est pas rigoureusement constante dans l'une et l'autre période.

Une feuille d'étain impressionnée par une phrase ou un chant peut faire entendre cette phrase non-seulement une fois, mais même plusieurs fois. Mais, dès la seconde reproduction, l'intensité du son rendu est fort diminuée et se réduirait bientôt à rien.

On comprend que le papier d'étain, dont la mollesse se prête à l'enregistrement, ne permette pas indéfiniment la reproduction; pour corriger ce défaut, divers moyens se présentent à l'esprit et, malgré les difficultés d'exécution, nous ne doutons pas qu'on n'arrive à franchir ce pas.

Parmi les expériences auxquelles nous avons assisté, il faut noter la suivante :

On parle une première fois dans l'embouchure et l'on enregistre sur une portion du cylindre une phrase, en français par exemple; puis on revient au point de départ et l'on enregistre sur la même portion du papier une seconde phrase, en anglais. On remarque d'abord que, pendant l'enregistrement de la phrase anglaise, la française est reproduite par l'instrument, de sorte qu'on les entend toutes deux et que l'instrument a l'air de répondre dans une autre langue et au même instant à ce qu'on lui dit. On peut aller ainsi jusqu'à trois phrases inscrites sur le papier et l'une sur l'autre, et on peut les reproduire toutes les trois à la fois. A la vérité, la dernière inscrite est la plus distincte; mais, en fixant son attention avec beaucoup d'énergie, on peut s'abstraire de cette dernière et entendre clairement l'avant-dernière ou la première.

Cette simultanéité et cette confusion produisent l'effet le plus comique, en même temps qu'elles remplissent d'admiration les physiciens.

Le phonographe peut servir de transmetteur pour le téléphone: on peut mettre un téléphone transmetteur devant la membrane du phonographe pendant la reproduction; le téléphone sera impressionné par le phonographe et transmettra les sons qui l'auront frappé à un second téléphone à une distance quelconque. L'expérience a été faite ; mais on pourrait faire plus et mettre, devant la membrane du phonographe, un aimant de téléphone porteur de sa bobine et composer ainsi un téléphone dont la membrane serait

celle du phonographe. On supprimerait ainsi un intermédiaire et l'effet serait plus satisfaisant; mais nous n'avons pas encore eu le temps de faire cette expérience.

Sera-t-il possible de faire l'inverse, de parler à Paris dans un téléphone, et de faire écrire dans un téléphonographe à Saint-Cloud les sons prononcés à Paris ? On n'ose plus prononcer le mot *impossible;* mais, si l'on y réussit, ce sera, pour les gens compétents et sincères, un nouvel et immense étonnement; car les vibrations de la membrane du téléphone récepteur sont d'une amplitude extraordinairement petite.

LA MACHINE PARLANTE DE M. EDISON;

PAR M. ALFRED M. MAYER,
Ph. Dr., Stevens Institute of Technology, Hoboken, New-Jersey (1).

On peut réduire toutes les machines parlantes à deux types: celle du professeur Faber, de Vienne, est l'exemple le plus parfait de l'un ; celle de M. Edison est le seul exemple de l'autre.

Faber a étudié la source des sons articulés, et a construit un organe vocal artificiel, dont les diverses parties remplissent à peu près les mêmes fonctions que les organes correspondants de notre appareil vocal. Une anche en ivoire, vibrant d'une hauteur variable, tient lieu de cordes vocales. Il y a une cavité orale dont on peut changer rapidement les dimensions au moyen des touches d'un clavier. Une langue et des lèvres en gomme élastique font les consonnes ; un petit moulin à vent, tournant dans la gorge de l'instrument, articule la lettre R ; et l'on attache un tube à son nez lorsqu'il parle français. Voilà l'anatomie de ce mécanisme véritablement merveilleux.

Faber a attaqué le problème du côté physiologique. M. Edison s'y est pris tout autrement : il attaque le problème, non à la source des vibrations qui constituent la voix articulée, mais en considé-

---

(1) Le Mémoire de M. Niaudet était imprimé lorsque nous avons reçu de M. Mayer le Mémoire suivant. Nous le publions, en supprimant toutefois la description du phonographe de M. Edison, et quelques autres passages qui feraient double emploi.
(*Note de la Rédaction.*)

rant ces vibrations comme déjà faites, n'importe comment, il les dispose de manière qu'elles s'impriment sur une feuille de métal, et il reproduit, en suite de ces impressions, les vibrations sonores qui les ont faites.

Faber a résolu le problème en reproduisant les *causes* mécaniques des vibrations de la voix ; Edison l'a résolu en obtenant les *effets* mécaniques de ces vibrations. Faber a reproduit les mouvements de notre organe vocal ; Edison a reproduit les mouvements que fait la membrane du tympan de l'oreille, lorsque cet organe reçoit des vibrations causées par les mouvements de l'organe vocal.

....

..... Au moyen du procédé que nous allons décrire, nous venons d'obtenir sur du verre noirci de fumée plusieurs tracés grossis du contour ou du profil des élévations et des dépressions faites dans la feuille d'étain du phonographe de M. Edison par la pointe mise en mouvement par les vibrations sonores. Une pointe pareille à la pointe S ([1]), sous la membrane de fer P est attachée au côté inférieur du bras court d'un levier délicat. Le bras long de ce levier porte un morceau pointu d'une feuille de cuivre effleurant légèrement la surface verticale d'une plaque en verre noirci. La pointe du bras court du levier suit les élévations et les creux dans les sillons faits dans la feuille sur le cylindre. En faisant tourner le cylindre d'un mouvement lent et uniforme pendant que la plaque de verre s'avançait, la pointe de la plaque de cuivre traçait le profil grossi des creux et des élévations de la feuille sur le cylindre. Je dis exprès des *élévations*, parce que le sillon disparaît souvent tout à fait et diminue toujours en profondeur pendant la phase de retour de la pointe vibrante. Sans examen spécial du caractère des impressions du phonographe, et en jugeant seulement de leur apparence à l'œil, on les eût désignées comme de simples points et traits semblables à l'alphabet de Morse.

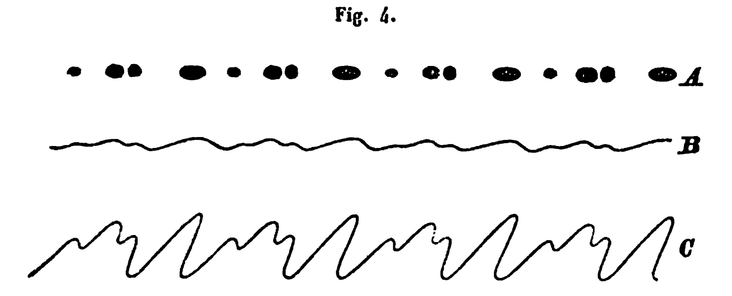
Un autre méthode pour obtenir le profil des impressions sur la feuille consiste à la renforcer d'une substance facile à fondre et à couper les sillons au milieu.

([1]) Voir *fig.* 2 de l'article précédent.

L'instrument n'a pas été dans ma possession assez longtemps pour l'employer dans une suite d'expériences aussi soigneuses et nombreuses qu'il mérite. J'ai cependant obtenu plusieurs tracés, et j'ai étudié particulièrement le tracé des caractères du son *bat* (mot anglais). Si le petit nombre de ces expériences justifie une expression d'opinion, il y a beaucoup de ressemblance entre le profil des expressions sur le phonographe et les contours des flammes de Kœnig produites par le même son composé.

La figure ci-jointe représente en A l'apparence à l'œil des impressions sur la feuille de fer-blanc produites en chantant *a* (de

Fig. 4.



bat) contre la membrane de fer du phonographe; en B le profil grossi de ces impressions obtenu sur du verre noirci d'après la méthode décrite ci-dessus; et en C l'apparence des flammes de Kœnig quand on chante le même son bien près de la membrane. Je dis *bien près*, parce que la forme du tracé obtenu d'une pointe attachée à une membrane en vibration sous l'influence d'un son composé dépend de la distance de la source du son à la membrane. Le même son composé formera un nombre infini de tracés si l'on augmente peu à peu la distance de son point d'origine à lá membrane; car, en augmentant cette distance, les ondes des composants du son tombent sur la membrane à des phases différentes de leur oscillation.

Si, par exemple, le son composé consiste en six harmoniques, l'éloignement de la source de la vibration sonore à une distance égale à $\frac{1}{4}$ d'une longueur d'onde correspondant au premier harmonique équivaudra à un éloignement des 2e, 3e, 4e, 5e et 6e harmoniques à des distances correspondant à $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$, 1, 1 $\frac{1}{4}$ et 1 $\frac{1}{2}$

longueurs d'onde respectivement. Il en résulte évidemment que l'onde résultante est entièrement changée par ce mouvement de la source du son, bien que la sensation du son composé reste inaltérée.

Il est facile de démontrer ces faits par l'expéricnce en transmettant un son composé dans le cône de l'appareil de Kœnig pendant qu'on allonge le tube entre le cône et la membrane, au moyen du glissement d'un tube dans un autre, comme dans un trombone. Ces expériences, que j'ai faites dernièrement avec un succès complet, expliquent la discussion entre divers observateurs sur l'analyse de sons composés et surtout articulés au moyen des flammes vibrantes de Kœnig.

On n'espérera donc jamais *lire* les impressions et les tracés des phonographes, parce que ces tracés varieront, non-seulement comme le timbre de la voix, mais aussi avec la relation des temps d'origine des harmoniques de ces voix et avec les intensités relatives de ces harmoniques.

Des expériences récentes démontrent que, plus le diaphragme P ressemble à la construction de la membrane du tympan de notre oreille, où le marteau amortit les sons, plus il devient capable d'enregistrer et de répéter les vibrations sonores, car le mouvement d'une membrane ainsi pourvue n'obéit qu'aux vibrations aériennes qui la frappent.

M. Edison vient de m'envoyer les notes suivantes sur les résultats de ses expériences récentes :

« La grandeur du trou par lequel on parle affecte beaucoup l'articulation; quand on parle contre le diaphragme entier, les sons sibilants (comme dans *shall*, *fleece*, *last*) se perdent, pendant qu'un petit trou à vive arête produit un renforcement de ces mots et permet leur enregistrement. Une fente munie de dents, au lieu d'un trou rond, renforce aussi les mots.

» On peut mieux entendre si l'on couvre l'embouchure E (*fig.* 2 de l'article précédent) de plusieurs couches de drap pour étouffer le pétillement de la feuille.

» Je vous envoie une feuille en cuivre sur laquelle j'ai fait des impressions à Ansonia (Connecticut), qu'on a pu entendre de 275 pieds en plein air, et peut-être plus loin. »

M. Edison m'a aussi dit qu'il a fait des impressions de vibra-

tions sonores sur un cylindre en fer ductile de Norwége, et qu'il a reproduit à l'aide de ces impressions les vibrations sonores qui en étaient la cause.

REMARQUES SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES DES VAPEURS;

PAR M. H. PELLAT,

Professeur au Collége Rollin.

I.

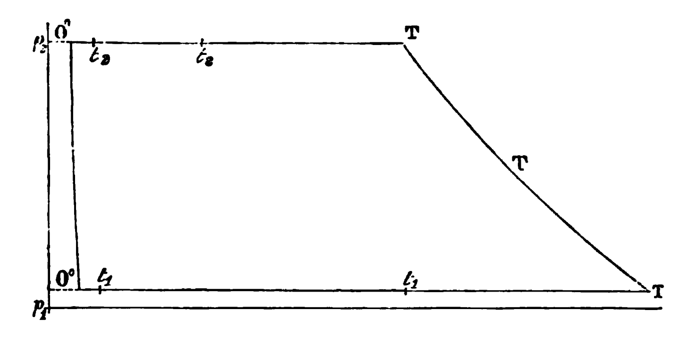
La chaleur spécifique d'une vapeur sous pression constante dépend non-seulement de la température, mais encore de la pression dans le voisinage de son point de saturation.

C'est ce qui résulte nettement de la considération du cycle suivant :

1° Prenons 1 kilogramme d'un liquide à zéro sous la pression p_1; portons-le à la température minima (t_1) de la vapeur pour la pression p_1, et transformons-le en vapeur saturée.

Il faudra lui fournir une quantité de chaleur L_1 (chaleur totale de vaporisation).

Fig. 1.



2° Surchauffons la vapeur sous la pression constante p_1 de t_1 à T; il faudra fournir une quantité de chaleur égale à

$$\int_{t_1}^{T} C_1\, dt,$$

C_1 représentant la chaleur spécifique de la vapeur sous la pression constante p_1.

Le travail extérieur effectué pendant ces deux premières phases est égal à

$$(\sigma_1 - s_1)\,p_1$$

σ_1 et s_1 étant les volumes spécifiques de la vapeur à T et du liquide à zéro sous la pression p_1.

3° Comprimons la vapeur de p_1 à p_2, il faudra fournir

$$\int_{p_1}^{p_2} h\,dp.$$

Désignons par $(-\theta)$ le travail extérieur.

4° Refroidissons la vapeur de T à la température minima t_2 pour la pression p_2, en maintenant celle-ci constante.

Il faudra fournir

$$\int_{T}^{t_2} C_2\,dt = -\int_{t_2}^{T} C_2\,dt,$$

C_2 étant la chaleur spécifique de la vapeur sous la pression p_2.

5° Condensons la vapeur et refroidissons le liquide de t_2 à zéro sous la pression p_2. Il faudra fournir $-L_2$.

Le travail extérieur effectué dans ces deux dernières transformations est égal à

$$(s_2 - \sigma_2)\,p_2 = -(\sigma_2 - s_1)\,p_2;$$

car les volumes spécifiques du liquide à zéro sont sensiblement les mêmes sous les pressions p_1 et p_2.

6° Dilatons le liquide de p_2 à p_1, ce qui nous ramène au point de départ; la quantité de chaleur nécessaire à cette dernière transformation et le travail extérieur sont absolument négligables.

En appliquant le principe d'équivalence à ce cycle, nous avons

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} &L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{T} C_1\,dt - \int_{t_2}^{T} C_2\,dt + \int_{p_1}^{p_2} h\,dp \\ &= A\left[(\sigma_1 - s_1)\,p_1 - (\sigma_2 - s_2)\,p_2 - \theta\right] \end{aligned}\right.$$

A désignant l'équivalent calorifique du travail.

Prenons T très-grand, la vapeur pourra être considérée comme un gaz parfait dans la troisième phase.

L'équation (1) se simplifie ; en vertu de la loi de Mariotte, on a

$$\sigma_1 p_1 = \sigma_2 p_2.$$

Dans un gaz parfait évoluant le long d'une ligne isotherme, la variation d'énergie interne est nulle, d'où

$$\int_{p^1}^{p_2} h\,dp = -A\theta.$$

L'équation (1) simplifiée devient, en faisant $T = \infty$,

$$\text{(2)} \qquad L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{t_2} C_1\,dt - \int_{t_2}^{\infty} (C_2 - C_1)\,dt = As_1(p_2 - p_1).$$

Si l'on admet que la chaleur spécifique d'une vapeur ne dépend pas de la pression, on a

$$\int_{t_2}^{\infty} (C_2 - C_1)\,dt = 0,$$

et l'équation devient

$$\text{(3)} \qquad L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{t_2} C\,dt = As_1(p_2 - p_1).$$

Cette dernière relation ne se vérifie pas avec une exactitude suffisante.

Ainsi, pour l'eau, prenons

$$t_1 = 100, \quad t_2 = 180,31 ;$$

d'après Regnault,

$$L_1 = 637,00, \quad p_1 = 103,33, \quad s_1 = 1 ;$$
$$L_2 = 661,49, \quad p_2 = 1033,40, \quad C = 0,4805 ;$$

$$A = \frac{1}{4250}.$$

Le 1er membre de la formule (3) donne.	$-24,49 + 38,59 = 14,10$
Le 2e » » »	0,22
Différence.............	12,88

Pour l'éther,

$$t_1 = 20, \quad t_2 = 120;$$

d'après Regnault,

$$L_1 = 102,78, \quad p_1 = 58,9;$$
$$L_2 = 140,00, \quad p_2 = 1049,5;$$

$$s_1 = \frac{1}{0,73};$$

d'après M. Wiedemann,

$$C = 0,3725 + 0,0008536\,t.$$

Le 1er membre de la formule (3) donne. $-37,22 + 43,23 + 6,01$

Le 2e » » » $+0,31$

Différence.... 5,70

Pour le chloroforme,

$$t_1 = 50, \quad t_2 = 150;$$

d'après Regnault,

$$L_1 = 73,88, \quad p_1 = 72,7;$$
$$L_2 = 87,63, \quad p_2 = 989,8;$$

$$s_1 = \frac{1}{1,48};$$

d'après M. Wiedemann,

$$C = 0,1341 + 0,0001354\,t.$$

Le 1er membre de la formule (3) donne. $-1,375 + 14,76 = +1,01$

Le 2e » » » $+0,14$

Différence.............. 0,87

La différence, au moins pour les deux premiers liquides, est en dehors des erreurs expérimentales possibles ; on ne peut donc pas admettre $C_1 = C_2$, c'est-à-dire que la chaleur spécifique d'une vapeur à pression constante soit indépendante de cette pression : les trois exemples précédents prouvent que C croît.

L'équation (2) montre, du reste, que la chaleur spécifique est indépendante de la pression, pour des températures suffisamment éloignées de celle de la saturation ; en effet pour que l'expression $\int_{t_2}^{\infty}(C_2 - C_1)\,dt$ reste finie, il faut que $(C_2 - C_1)$ tende vers zéro quand la température s'élève.

Il serait très-intéressant de connaître comment les chaleurs spécifiques des vapeurs varient avec la pression. La méthode employée par M. Eilhard Wiedemann, pour la recherche de la variation de la chaleur spécifique avec la température (*Journ. de Phys.*, t. VII, p. 97), me paraît éminemment propre à cette étude, au moins pour de faibles pressions.

II.

La chaleur spécifique sous pression constante (C) et le volume spécifique (σ) d'une vapeur sont des fonctions de la pression (p) et de la température absolue (T). La détermination expérimentale de ces deux fonctions, qui ne paraît pas devoir offrir de très-grandes difficultés [1], fournirait toutes les données nécessaires à l'étude thermique des vapeurs.

On a, en effet, (dQ) représentant la quantité de chaleur nécessaire à une transformation élémentaire,

$$dQ = C\,dT + h\,dp;$$

or la quantité (h) peut se déduire de la connaissance de (C).

A cet effet, considérons un cycle formé de deux lignes d'égale pression (p) et ($p + dp$), limitées par deux isothermes (T) et (T'), où $T' > T$; soit (C) la chaleur spécifique sous la pression constante (p), et $\left(C + \frac{\partial C}{\partial p}\,dp\right)$ cette quantité pour la pression ($p + dp$). Appliquons à ce cycle fermé réversible le second principe de la Thermodynamique $\int \frac{dQ}{T} = 0$; nous aurons

$$(1) \qquad \int_T^{T'} \left(C + \frac{\partial C}{\partial p}\,dp\right)\frac{dT}{T} - \frac{h'}{T'}\,dp - \int_T^{T'} C\frac{dT}{T} + \frac{h}{T}\,dp = 0,$$

ou, après avoir réduit et divisé par la constante (dp),

$$(2) \qquad \int_T^{T'} \frac{\partial C}{\partial p}\,\frac{dT}{T} - \frac{h'}{T'} + \frac{h}{T} = 0.$$

---

[1] M. Herwig a déterminé le volume spécifique (σ) de quelques vapeurs sous différentes pressions et pour différentes températures.

Prenons (T′) assez grand pour pouvoir considérer la vapeur comme un gaz parfait, nous aurons

$$h' = -A\sigma' \tag{3}$$

et

$$\sigma' = \frac{0,00367 \times 103,33}{0,001293}\frac{T'}{\mu p}, \tag{4}$$

d'où, en posant $r = \dfrac{0,00367 \times 103,33}{0,001293}$,

$$\sigma' = \frac{r}{\mu}\frac{T'}{p}, \tag{5}$$

(μ) étant la densité de ce gaz parfait par rapport à l'air, c'est-à-dire la densité théorique de la vapeur; d'où

$$-\frac{h'}{T'} = \frac{Ar}{\mu p}. \tag{6}$$

Substituons dans (2), remplaçons (T′) par l'infini, il vient

$$h = -\frac{Ar}{\mu}\frac{T}{p} - T\int_T^\infty \frac{\partial C}{\partial p}\frac{dT}{T}. \tag{7}$$

La quantité $\dfrac{Ar}{\mu}$ a les valeurs suivantes :

Eau	0,1109
Éther	0,02692
Chloroforme	0,01667

Le calcul du second terme exige la connaissance de la fonction (C). On peut seulement, dès maintenant, connaître une limite supérieure à sa valeur ; car, en supposant, ce qui est vraisemblable, que $\left(\dfrac{\partial C}{\partial p}\right)$ conserve le même signe (positif), on a

$$T\int_T^\infty \frac{\partial C}{\partial p}\frac{dT}{T} < \int_T^\infty \frac{\partial C}{\partial p}dT < \int_{T_1}^\infty \frac{\partial C}{\partial p}dT,$$

(T_1) étant la température minima pour la pression (p).

L'équation (2) du Chapitre précédent détermine cette dernière quantité : il suffit de faire dans cette formule

$$t_1 = T_1, \quad t_2 = T_1 + dT_1, \quad C_1 = C, \text{ d'où } \quad C_2 = C + \frac{\partial C}{dp}dp;$$

elle donne alors

$$(8)\qquad \int_{T_1}^{\infty} \frac{\partial C}{\partial p} dT = \left(C - \frac{dL}{dT_1}\right) \frac{dL_1}{dp} - As.$$

En faisant le calcul, on trouve :

	T_1.	$\int_{T'}^{\infty} \frac{\partial C}{\partial p} dT$.
Eau	273 + 100	0,04613
Éther	273 + 36	0,02158
Chloroforme	273 + 60	0,00141

Cette limite supérieure du second terme est de même ordre de grandeur que lui, car la quantité $\frac{\partial C}{\partial p}$ doit décroître rapidement ; on voit par là qu'il n'est pas négligeable devant le premier terme.

EMPLOI DU CHLORURE DE MÉTHYLE COMME AGENT FRIGORIFIQUE;

PAR M. CAMILLE VINCENT.

Le chlorure de méthyle peut être appliqué judicieusement à la production du froid dans les laboratoires. Je crois utile, avant d'examiner cette application, de rappeler quelques-unes des propriétés physiques de ce corps, et d'exposer sommairement un procédé nouveau de préparation qui permet de l'obtenir en abondance industriellement.

Le chlorure de méthyle, dont la composition est représentée par la formule C^2H^3Cl, est gazeux à la température ordinaire ; il est incolore, et possède une odeur douce et une saveur sucrée rappelant celle du chloroforme. Soumis à la compression, il se résout facilement en un liquide incolore et très-mobile, dont la tension de vapeur est de $3^m,13$ de mercure à la température de 15°. Ce liquide entre en ébullition à -23° sous la pression de $0^m,76$ de mercure.

Le chlorure de méthyle a été découvert en 1835 par MM. Dumas et Peligot, qui le préparaient en traitant l'alcool méthylique par un mélange de sel marin et d'acide sulfurique. Il y a eu jusqu'ici peu d'applications de ce corps, en raison de son prix élevé et de la difficulté de sa préparation industrielle à l'état de pureté.

Ayant été conduit à étudier les produits complexes qui se dégagent pendant la calcination des vinasses de betteraves, pour la fabrication du salin [1], j'y ai trouvé toute une série de produits intéressants, et entre autres une quantité considérable de triméthylamine $Az(C^2H^3)^3$. Voulant utiliser cette matière alcaline très-abondante, j'ai étudié ses principales combinaisons, et en particulier son chlorhydrate. Le chlorhydrate de triméthylamine soumis à l'action de la chaleur se décompose nettement vers 295° en triméthylamine libre, chlorure de méthyle et chlorhydrate de monométhylamine, qui reste dans l'appareil; en continuant l'action de la chaleur, ce dernier se décompose à son tour en ammoniaque et en chlorure de méthyle. Les deux équations suivantes expliquent ces deux réactions successives:

$$3\,Az(C^2H^3)^3, HCl = 2\,Az(C^2H^3)^3 + 2\,C^2H^3Cl + Az(C^2H^3), H^2HCl;$$
$$Az(C^2H^3), H^2HCl = C^2H^3Cl + AzH^3.$$

Le mélange gazeux étant traité par un acide abandonne ses produits alcalins, tandis que le chlorure de méthyle reste à l'état de pureté. Ce gaz, étant desséché, est ensuite comprimé.

Il y a donc là une source abondante de chlorure de méthyle pur qui en permet de larges applications. J'ai pensé que ce produit trouverait un emploi judicieux dans les laboratoires pour produire de basses températures économiquement. On peut facilement transporter le chlorure de méthyle dans des vases métalliques relativement minces, et l'avoir en provision pour les expériences.

Si on le fait jaillir dans un vase ouvert, il entre aussitôt en vive ébullition pendant quelques instants, puis l'ébullition s'arrête, et l'on a alors un bain à — 23° dans lequel on peut plonger les corps à refroidir. Si l'on vient à activer l'évaporation du chlorure de méthyle par une simple injection d'air, on peut abaisser de beaucoup la température de la portion restée liquide et solidifier en quelques instants des quantités considérables de mercure. Un thermomètre à alcool plongé dans le liquide descend dans ces conditions à — 55° environ.

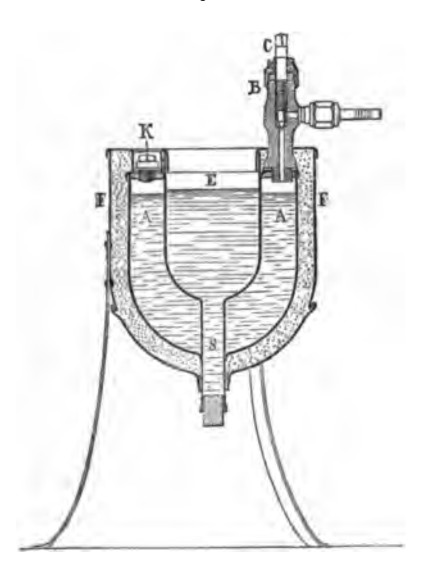
---

[1] Les mélasses, résidus de la fabrication du sucre, sont utilisées pour la préparation de l'alcool. On les étend d'eau, on les fait fermenter, on les distille, et le résidu liquide est la *vinasse*.

Ce mode opératoire, assez primitif, ne se prête pas aux exigences du laboratoire, et j'ai pensé qu'il serait utile de faire un appareil simple, peu coûteux, permettant de maintenir pendant plusieurs heures un bain de 1[lit] environ de liquide incongelable, soit à la température constante de — 23°, soit à une température plus basse allant jusqu'à — 50°. Le frigorifère que j'ai fait construire à cet effet se compose d'un vase cylindrique en cuivre à doubles parois A (*fig.* 1), entre les deux enveloppes duquel on peut introduire du



Fig. 1.



chlorure de méthyle, à l'aide d'un robinet B formé d'une tige d'acier filetée C, terminée par un cône s'appliquant sur un siége en bronze, et que l'on peut facilement manœuvrer à l'aide d'une poignée. Une vis K, s'appliquant sur une rondelle en plomb, étant légèrement desserrée, laisse échapper l'air et permet au chlorure de se précipiter rapidement dans l'appareil.

Le chlorure de méthyle étant en provision dans un cylindre en cuivre servant à son transport, et portant un robinet à vis pareil à celui du frigorifère, on le fait facilement passer dans ce dernier appareil au moyen d'un tube en caoutchouc renforcé par des toiles. On peut introduire ainsi 2[kg],500 environ de chlorure dans l'appa-

reil; on verse alors dans le vase central E un liquide incongelable, de l'alcool par exemple, pour former le bain dans lequel on pourra plonger tous les corps à refroidir. Tout l'appareil est entouré de matières peu conductrices de la chaleur, telles que de la râpure de liége, maintenues par une enveloppe F, afin d'éviter l'échauffement par l'air ambiant.

Les choses étant ainsi disposées, l'appareil est prêt à fonctionner et, pour abaisser la température du bain à — 23°, il suffit alors d'ouvrir le robinet B. Le chlorure de méthyle entrant aussitôt en ébullition, la température s'abaisse rapidement, et au bout de quelques instants le bain d'alcool se trouve à — 23°. Si l'on veut obtenir une température beaucoup plus basse, il suffit de relier le tube de sortie du frigorifique avec une forte machine pneumatique et de faire le vide. On peut ainsi faire des expériences de liquéfaction de gaz et de solidification de liquide qui exigent encore aujourd'hui l'emploi du protoxyde d'azote liquide ou de l'acide carbonique solide.

Une belle expérience que ce nouvel appareil permet de faire est la cristallisation du mercure. On la réalise en maintenant pendant quelques instants un matras plein de mercure, plongé dans le bain refroidi; puis, le retirant de temps en temps pour l'examiner, on saisit le moment où la plus grande partie du mercure est solidifiée, et l'on fait vivement écouler la portion encore liquide. On replonge aussitôt le matras dans le bain pour le refroidir davantage et l'on peut alors le retirer et l'examiner pendant quelques instants. On obtient ainsi de magnifiques cristaux brillants de mercure. A cette basse température l'alcool servant de bain est sirupeux et adhère au verre.

Si l'on se propose de refroidir un courant gazeux pour le condenser totalement ou partiellement, on peut disposer dans le vase central E un tube en U dont la partie inférieure porte un ajutage pour l'écoulement du liquide condensé. Le frigorifère porte à cet effet une gaîne S pour la sortie de l'ajutage.

Je pense que cet appareil, très-simple, d'un prix peu élevé et d'un fonctionnement facile, pourra rendre des services dans les laboratoires.

Je fais construire en ce moment des appareils de laboratoire plus complets que le précédent, qui porteront une pompe aspirante et

foulante, permettant de faire le vide dans le frigorifère, de liquéfier et de faire rentrer dans l'appareil le chlorure de méthyle vaporisé.

Le chlorure de méthyle, fabriqué industriellement, est livré dans des vases en cuivre ne présentant aucun danger dans leur maniement [1].

SUR LE NUMÉROTAGE DES VERRES DE LUNETTES;

PAR M. C.-M. GARIEL.

Les *lunettes* ou *besicles* employées en oculistique sont, dans la grande majorité des cas, des lentilles biconvexes ou biconcaves constituées par des calottes sphériques égales; elles étaient définies, jusqu'à ces derniers temps, par un *numéro* dont nous allons donner la signification, et par un signe, comme il suit :

Le numéro d'une lentille était la grandeur, évaluée en pouces, du rayon des calottes sphériques, le signe + s'appliquant aux lentilles convergentes, le signe — aux lentilles divergentes.

On sait que la distance focale d'une lentille est donnée par la relation $\frac{1}{f} = (m - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$; dans le cas qui nous occupe, on a $R = R'$ et comme de plus m, qui est égal à 1,54, diffère peu de 1,50, on voit que f est mesuré à peu près par le même nombre que R; de telle sorte que le numéro de la lentille qui mesure R détermine aussi sensiblement la distance focale en pouces.

Le premier inconvénient de ce système de notation, c'est que les pouces n'ont pas une unité fixe et déterminée, mais qu'elle varie d'un pays à l'autre; de plus, pour les Français, elle ne correspond plus à une grandeur usitée. Il eût été facile d'obvier à cet inconvénient en décidant que les mesures seraient prises en unités du système métrique décimal (mètres, décimètres ou centimètres);

---

[1] M. Brigonnet, fabricant de produits chimiques à Saint-Denis, fabrique le chlorure de méthyle pur par mes procédés, et le livre à l'industrie chimique au prix de 4^{fr} le kilogramme, dans des cylindres en cuivre en renfermant $2^{kg},500$, 25^{kg} ou 100^{kg}; il livrera cependant au même prix aux laboratoires, même pour $2^{kg},500$. MM. Crespin et Marteau, ingénieurs-constructeurs à Paris, construisent les appareils frigorifères.

mais cette ancienne notation était d'un emploi peu commode dans certaines circonstances, dont nous allons indiquer les principales, et l'on a décidé la substitution d'un tout autre système dont nous donnerons ensuite les éléments.

Il est à remarquer que, dans la plupart des formules relatives aux lentilles, la distance focale n'intervient pas directement, mais seulement son inverse. Il en est ainsi dans la formule qui détermine le foyer

$$\frac{1}{f} = (m - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right),$$

et dans celle qui permet de calculer la position des foyers conjugués

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

On voit facilement aussi que, si l'on superpose deux lentilles dont les distances focales sont f et f', on obtient un système dont la distance focale F est donnée par la formule

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f'},$$

dans laquelle f et f' ont des signes convenables, $+$ ou $-$, suivant que les lentilles sont convergentes ou divergentes.

L'inverse de la distance focale, qui intervient dans ces formules (et dans d'autres), peut servir à caractériser la *puissance* ou *force réfringente* de la lentille, puissance qui est évidemment d'autant plus grande que la distance focale est moindre. On conçoit que cette puissance, qui est à considérer spécialement dans certaines questions d'ophthalmologie, l'accommodation par exemple, puisse être prise comme base d'un système de notation. C'est ce qui a été décidé au Congrès médical international de Bruxelles, en 1875, sur l'initiative du professeur Darden, en même temps que l'on adoptait l'emploi du système métrique décimal.

Dans le nouveau système de numérotage des verres de lunettes, la puissance d'une lentille est évaluée à l'aide d'une nouvelle unité, la *dioptrie*. La *dioptrie* est la puissance d'une lentille convergente de 1^m de distance focale, et l'on obtient le numéro de la lentille considérée, le nombre de dioptries qui mesure sa distance, en divisant 1^m par la distance focale évaluée en mètres et

fractions décimales du mètre, puisque la puissance varie en raison inverse de la distance focale.

Si donc nous désignons par N_D le numéro d'une lentille évaluée en dioptries et par f_m la distance focale évaluée en mètres, on a la relation

$$N_D f_m = 1^m,$$

qui donne l'une des quantités lorsque l'on connaît l'autre.

Les formules que nous avons rappelées tout à l'heure contiennent directement alors les *numéros* des lentilles : ainsi un système de deux lentilles accolées est équivalent à une lentille unique dont le numéro serait la somme algébrique des numéros des deux lentilles composantes, ces numéros étant évalués en dioptries et affectés d'un signe, conformément aux conventions ordinaires.

Il est utile de pouvoir passer de l'ancien système de notation au nouveau ou réciproquement : la transformation se fait facilement, comme nous allons le dire.

Si nous représentons par f_p la distance focale évaluée en pouces, nous aurons, en remarquant que 1^m équivaut à 37 pouces,

$$\frac{f_p}{f_m} = \frac{37}{1}.$$

La formule précédente devient alors

$$N_D f_p = 37,$$

équation qui donnerait la relation cherchée si la distance focale en pouces était justement égale au numéro de la lentille. Mais, comme le fait remarquer le Dr Javal, dans un intéressant Mémoire sur cette question, N_p étant le numéro de la lentille dans l'ancien système, la formule générale

$$\frac{1}{f} = (m-1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

donne

$$\frac{1}{f_p} = 0,54\frac{2}{N_P} = \frac{1,08}{N_P} \quad \text{ou} \quad f_p = \frac{N_P}{1,08}.$$

Il vient, par suite,

$$N_D + \frac{N_P}{1,08} = 37 \quad \text{ou} \quad N_D N_P = 37 \times 1,08 = 39,96.$$

On voit donc que, sans erreur sensible, on pourra, dans la pratique, passer d'un système de notation à l'autre par la formule très-simple

$$N_D N_P = 40.$$

Tel est, résumé sommairement, le nouveau système de notation usité en ophthalmologie et dont l'emploi se généralise rapidement ; il présente de nombreux avantages : il est rationnel, simple, se prête facilement aux calculs, et il est relié à l'ancien par une formule qui permet la transformation par une opération tout à fait élémentaire. Bien que son emploi soit surtout avantageux pour les questions spéciales qui se rattachent à l'ophthalmologie, il nous a semblé qu'il n'était pas sans intérêt de le faire connaître avec quelques détails aux lecteurs du *Journal de Physique*.

H.-C. SORBY. — On some hitherto undescribed optical properties of doubly refracting crystals (Propriétés non encore étudiées des cristaux biréfringents); *Proceedings of the royal Society*, t. XXVI, p. 384, 1877.

G.-G. STOKES. — On the foci of lines seen through a cristalline plate (Foyers de lignes vues à travers une plaque cristalline); *Proceedings of the royal Society*, t. XXVI, p. 386, 1877.

On connaît la méthode employée par le duc de Chaulnes dès 1767 (1) pour déterminer, au moyen du microscope, l'indice de réfraction d'une lame monoréfringente à faces parallèles. M. Sorby, essayant de s'en servir pour mesurer les indices principaux des substances biréfringentes, eut recours à un micromètre transparent sur lequel étaient tracés des traits déliés se coupant à angle droit. Il fut surpris de voir que, quand on plaçait la lame biréfringente sur le micromètre, la mise au point était souvent impossible; ou bien que l'un des deux systèmes de lignes rectangulaires était visible pour une mise au point déterminée, tandis que l'autre n'apparaissait que pour une mise au point toute différente.

M. Stokes donne la théorie de ce curieux phénomène. Il s'occupe d'abord des cristaux biréfringents uniaxes. Dans ce cas, l'image ordinaire du micromètre ne présente rien de particulier,

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour 1767.

mais il n'en est pas de même de l'image extraordinaire. Plaçons-nous dans le cas le plus simple, celui d'une lame taillée perpendiculairement à l'axe. Les rayons extraordinaires qui traversent la lame sous une faible obliquité forment un foyer virtuel que l'on déterminera sans peine en remarquant que, pour ces rayons, on peut substituer à la surface de l'onde, qui est un ellipsoïde de révolution autour de l'axe, la sphère osculatrice au sommet. En désignant par $2c$ l'axe de révolution de l'ellipsoïde, par $2a$ son deuxième axe, le rayon de courbure au sommet de l'ellipsoïde est $\frac{c^2}{a}$, et le foyer des rayons voisins de l'axe se formera comme si l'on substituait à la lame biréfringente une lame monoréfringente de même épaisseur, dont l'indice n, inverse du rayon de la surface de l'onde réfractée, serait $n = \frac{a}{c^2}$. Désignons par α et γ (¹) les indices principaux relatifs au rayon extraordinaire, l'indice apparent sera $n = \frac{\gamma^2}{\alpha}$. L'expérience de M. Sorby, réalisée dans ce cas, montrera les deux systèmes de lignes, quelle que soit leur orientation, et pour une mise au point bien déterminée, différente de celle qui convient au rayon ordinaire.

Il n'en sera pas de même pour une lame taillée arbitrairement, soit, par exemple, parallèlement à l'axe. Alors la normale à la plaque rencontre l'ellipsoïde d'onde en un point où les deux rayons de courbure principaux sont différents : ils ont respectivement pour valeur c et $\frac{a^2}{c}$, et il n'est pas possible de substituer à la portion de cette onde, voisine de la normale, une surface d'onde sphérique. Toutefois, si l'on se borne à considérer la réfraction opérée dans un plan passant par l'axe, les rayons réfractés se comporteront comme si la plaque était monoréfringente et douée d'un indice $\frac{\alpha^2}{\gamma}$; il sera possible de mettre le microscope au point, pour les droites tracées sur le micromètre parallèlement à l'axe du cristal. De même, dans un plan perpendiculaire à l'axe, on pourra voir le second système

(¹) Pour le spath on a $\alpha = 1,6585$, $\gamma = 1,4864$: $\frac{\gamma^2}{\alpha} = 1,3322$ et $\frac{\alpha^2}{\gamma} = 1,8505$. Ces indices réels et apparents se rapportent à la raie D.

de droites avec une mise au point correspondant à l'indice apparent γ. Lorsque les droites tracées sur le micromètre ne seront pas situées dans les directions principales, il n'y aura plus en général de vision distincte possible.

Pour toute autre direction de la plaque cristallisée, les rayons qui, à l'extérieur, sont sensiblement normaux à la plaque, ont dans son intérieur une direction oblique déterminée par la construction d'Huyghens : ils rencontrent la surface de l'onde au point où le plan tangent est horizontal. En ce point les deux rayons de courbure principaux ρ et ρ' sont toujours distincts (sauf à l'extrémité de l'axe), et par suite il y a deux foyers, correspondant aux indices apparents $\frac{1}{\rho}$ et $\frac{1}{\rho'}$ et à la vision distincte des lignes tracées dans les plans des deux courbures. Il y a un troisième foyer pour les rayons ordinaires, pour lesquels l'indice apparent se confond toujours avec l'indice réel $\alpha = \frac{1}{a}$.

Le cas des cristaux biaxes est encore plus compliqué, puisque la surface de l'onde est rencontrée par une droite unique en deux points, dont chacun fournit deux foyers distincts. Le calcul des rayons de courbure principaux et par suite des indices apparents est d'une grande complication, si ce n'est pour les directions des axes de la surface de l'onde. Soient a, b, c les vitesses de propagation des ébranlements parallèles aux axes ox, oy, oz; $\alpha = \frac{1}{a}$, $\beta = \frac{1}{b}$, $\gamma = \frac{1}{c}$ les indices principaux. Pour une plaque taillée perpendiculairement à l'axe des x par exemple, et des rayons polarisés dans le plan des xy, il y a deux indices apparents, distincts $\frac{\alpha^2}{\gamma}$ et γ, correspondant à la vision de lignes respectivement parallèles à oy et à oz; la même plaque fournit pour les rayons polarisés dans le plan des zx les indices apparents β et $\frac{\alpha^2}{\beta}$.

Il est à remarquer que, au voisinage des axes optiques, les indices apparents doivent changer avec une rapidité extraordinaire, puisque le rayon de courbure perpendiculaire au plan des zx devient infini pour les points de la surface de l'onde correspondant à la réfraction conique intérieure (puisque le plan tangent en un de

ces points touche la surface suivant un cercle) et devient nul à l'ombilic, c'est-à-dire en un point extrêmement voisin.

On trouvera dans le Mémoire de M. Stokes les formules qui permettent de calculer les rayons de courbure en un point quelconque de la surface de l'onde extraordinaire d'un cristal uniaxe, ou en un point de la surface de l'onde d'un cristal biaxe appartenant à l'un des plans principaux; enfin les valeurs numériques des indices apparents principaux du spath et du quartz parmi les uniaxes, de l'arragonite et de la topaze parmi les biaxes, et pour les raies C, D et E.

E. Bouty.

ABNEY. — On the alcaline development of the photographic image (Sur le développement alcalin des images en Photographie); *Phil. Magazine*, t. III, p. 46, 1877.

On sait que le procédé du développement alcalin consiste à faire agir sur la plaque photographique [1] un bain contenant trois substances : un corps réducteur tel que l'acide pyrogallique, un corps alcalin, tel que l'ammoniaque ou le carbonate d'ammoniaque, et un troisième corps destiné à ralentir l'action des deux autres, tel que le bromure de potassium.

Les expériences de M. Abney ont eu pour objet de mieux définir le rôle de chacun de ces corps dans le développement de l'image.

L'auteur s'est assuré d'abord que l'acide pyrogallique pur n'a aucune action sur le bromure d'argent, lors même qu'on laisse les deux corps en contact pendant plusieurs semaines. Au contraire, un bain contenant de l'acide pyrogallique additionné d'une substance alcaline réduit immédiatement le bromure d'argent. La quantité du bromure d'argent réduit est en raison de la quantité d'acide pyrogallique et d'ammoniaque employés. Enfin la réduction a lieu à peu près aussi facilement pour le bromure d'argent conservé à l'obscurité que pour le bromure d'argent qui a été exposé à la lumière. Si enfin l'on a ajouté au bain la troisième substance,

---

(1) La couche sensible se compose de bromure d'argent; l'iodure d'argent ne donne pas d'image visible dans un bain alcalin moyennement concentré.

le bromure de potassium, l'action réductrice est considérablement ralentie, et elle l'est beaucoup plus pour le bromure conservé à l'obscurité que pour celui qui a subi l'action de la lumière. L'image développée est formée d'argent métallique.

M. Abney décrit encore diverses expériences faites avec des plaques composées de deux couches sensibles superposées et formées l'une de bromure, l'autre d'iodure d'argent : nous citerons les suivantes. Une plaque sèche formée d'iodure d'argent et d'albumine est exposée puis développée à la manière ordinaire, puis séchée de nouveau et recouverte d'une couche de collodion au bromure d'argent : on développe au bain alcalin. On constate alors qu'il se produit dans la couche de bromure d'argent une image qui se superpose à celle de la plaque sèche, et qui la renforce par conséquent. Cette sorte de communication de l'image de la couche qui a été exposée à la lumière à la couche qui n'a pas été exposée ne se produit que si les deux couches sont en contact pendant leur immersion dans le bain alcalin. Si on les sépare avant leur immersion, le bain alcalin ne produit d'effet ni sur l'une ni sur l'autre.

G. Lippmann.

J. HOPKINSON. — Electrostatic capacity of glass (Capacité électrostatique du verre); *Proceedings of the royal Society*, t. XXVI, p. 298, 1877.

L'appareil employé se compose d'un condensateur à plateaux avec cercle de garde, par lequel la distance des plateaux peut être mesurée à l'aide d'une vis micrométrique, d'un condensateur de capacité variable et d'un électromètre sensible. Chacun des condensateurs peut être mis en rapport avec l'un des pôles d'une pile de 72 éléments Daniell. Le milieu de la pile communique avec le plateau inférieur du premier condensateur. On fait d'abord varier la capacité du second condensateur jusqu'à ce qu'elle soit égale à celle du premier ; ce résultat est atteint lorsque, en ajoutant les charges des deux appareils et mettant le tout en communication avec l'électromètre, on n'obtient aucune déviation.

On place alors une lame de verre sur le plateau inférieur du premier condensateur et l'on fait varier sa capacité jusqu'à ce qu'elle soit égale à celle du second. Le déplacement de la vis micrométrique permet de déterminer le pouvoir inducteur spécifique.

L'auteur donne en même temps la densité de chaque verre employé et l'indice correspondant à la raie D.

	Densité.	Capacité électrostatique.	Rapport.	Indice de réfraction, raie D.
Flint léger......	3,2	6,85	2,14	1,574
Flint très-lourd..	4,5	10,1	2,25	1,710
Flint lourd......	3,66	7,4	2,02	1,622
Flint très-léger..	1,87	6,57	2,29	1,541

H. HURION.

A. WEINHOLD. — Ueber die Farbenwahrnehmung (Sur la perception des couleurs); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 631.

Deux théories ont cours parmi les physiciens et les physiologistes pour expliquer les faits et les anomalies de la vision des couleurs. L'une, proposée par Young et développée notamment par MM. Helmholtz et von Bezold (1), consiste à admettre que toute sensation colorée peut être obtenue par la superposition en proportion convenable de trois couleurs fondamentales, le rouge, le vert et le bleu violet, ou de deux d'entre elles. L'autre, proposée par M. Hering (2), est connue sous le nom d'*hypothèse de l'assimilation et de la dissimilation;* d'après cette théorie, les sensations de blanc et de noir, celles de bleu et de jaune et enfin de rouge et de vert doivent être associées deux à deux, comme dépendant de l'excitation, en sens inverse, de trois sortes d'éléments physiologiques. L'excitation lumineuse consisterait en une véritable action chimique que le bleu, par exemple, déterminerait dans un sens (soit la décomposition), tandis que le jaune la déterminerait en sens inverse (combinaison). Cette théorie offre l'avantage d'expliquer aisément : 1° la diminution de l'excitation produite par une intensité lumineuse déterminée dont l'action se prolonge, puisque toute décomposition chimique tend vers une limite; 2° l'effet de contraste entre les couleurs, puisque, si la dissimilation domine dans une région déterminée de la rétine, l'assimilation doit nécessairement se trouver favorisée dans les régions voisines.

(1) Von BEZOLD, *Ann. de Pogg.*, t. CL; voir *Journal de Physique*, t. III, p. 155.
(2) HERING, *Berichte der Wiener Akademie*, t. LXVI, LXVIII, LXIX, LXX.

Mais si la théorie de M. Hering se prête aisément à l'explication de cet ordre de faits, elle est fort peu en accord avec d'autres qui s'interprètent très-simplement au moyen des trois couleurs fondamentales. C'est ce que M. Weinhold cherche à établir, principalement par des expériences qu'il a eu l'occasion de faire sur deux personnes affectées, depuis leur enfance, de cécité chromatique.

D'après M. Hering, l'absence de la sensation du rouge devrait nécessairement coïncider avec l'absence de la sensation du vert, et il en serait de même pour le bleu et le jaune; tandis que, dans la théorie de Helmholtz, il y aurait des aveugles, soit pour le rouge, soit pour le vert ou pour le bleu violet, et elle n'exigerait pas notamment qu'un sujet fût à la fois aveugle pour le rouge et le vert. Il y a là une contradiction absolue entre les deux théories.

Or M. Weinhold a eu justement affaire à deux aveugles chromatiques, qui présentaient séparément la cécité verte et la cécité rouge, de telle sorte que chacun d'eux reconnaissait celle des deux couleurs fondamentales qui ne faisait éprouver à l'autre qu'une vague sensation de gris. Ces observations très-intéressantes méritent d'être exposées avec quelques détails.

1° F., aveugle pour le vert, est très-initié aux observations et habile à analyser ses impressions personnelles : ce qui ajoute au degré de certitude des résultats. Il distingue le spectre objectif, jusqu'aux dernières limites de visibilité, vers l'extrémité la plus réfrangible comme vers la moins réfrangible ; mais il le sépare en deux zones, l'une rouge, l'autre bleue, qui, très-pures vers les extrémités, vont en se dégradant peu à peu, et se réunissent par une bande grise très-étroite, comprise entre E et *b*, mais un peu plus voisine de *b*; ainsi le jaune ne lui paraît que du rouge lavé de blanc; la sensation qui fait défaut est évidemment celle du vert voisin de *b*.

On devine donc que le mélange de toutes les couleurs spectrales, à l'exclusion du vert (dont la teinte est pourpre clair), est confondu par F. avec le blanc, et que toute la gamme des couleurs qu'il peut distinguer résulte du mélange, en proportions convenables, du violet et du rouge. Quand on mélange ces deux couleurs dans la proportion qui donne ce qu'il appelle du blanc, il possède une étonnante facilité pour reconnaître le moindre excès

de l'une ou de l'autre ; tandis qu'un œil normal ne saurait aisément séparer les tons très-voisins ainsi obtenus.

Tels sont les faits fondamentaux d'après lesquels on interprétera sans peine toutes les observations faites sur F. On lui présente des papiers peints au cinabre, au jaune de chrome, à l'outremer et au vert de Schweinfurt : il reconnaît aussitôt les trois premières couleurs, mais la dernière lui paraît d'un gris plus sombre que celui du carton ordinaire ; le jaune de chrome lui rappelle la couleur générale de la végétation. Il ne distingue pas le rose du vert et du gris, mais il reconnaît le rouge et le jaune, deux teintes qui, pour lui, appartiennent à un même ton et ne diffèrent que par leur degré de saturation. La fluorescence verte d'une solution aqueuse d'éosine et la fluorescence rouge-brique d'une solution de rouge de naphtaline lui paraissent également jaunes.

Le même sujet a essayé l'effet de la santonine qui, comme on sait, produit une cécité temporaire. Il a vu le blanc se colorer successivement en jaune, etc., jusqu'à la disparition de toute sensation colorée ; et, en fixant l'œil sur du velours noir aux diverses époques, il a assigné aux couleurs complémentaires qui lui apparaissaient la teinte que l'on pouvait prévoir, d'après la composition qu'il assigne au spectre.

2° Le deuxième sujet observé par M. Weinhold offrait moins de garanties que le précédent : c'était un écolier de seize ans, honteux de son infirmité et se prêtant d'assez mauvaise grâce aux études dont elle pouvait faire l'objet. On a pu s'assurer cependant que le rouge et l'orangé du spectre lui paraissaient particulièrement pâles et incolores ; il désignait, en général, la partie la moins réfrangible du spectre comme jaune, la plus réfrangible comme bleue ; il prenait pour du blanc le bleu verdâtre obtenu par le mélange du vert et du violet et reconnaissait très-aisément le moindre excès de l'une des deux couleurs, le ton virant pour lui au jaune par un excès de vert, au bleu par un excès de violet. Le cinabre et le vert de Schweinfurt étaient confondus ; cette dernière couleur rappelait nettement celle de la chlorophylle ; enfin la raie du lithium et celle du sodium n'étaient visibles que quand elles étaient très-vives : elles paraissaient alors jaunes ou grises.

L'ensemble des observations faites sur le deuxième sujet caractérise très-bien la cécité pour le rouge, sans mélange de cécité pour le vert.

En résumé, il est impossible d'admettre la théorie de M. Hering, au moins en ce qu'elle a de particulier, relativement aux attributions des diverses sortes d'éléments physiologiques de la rétine. Toutefois, M. Weinhold pense qu'on pourrait s'arrêter à une théorie mixte, qui, acceptant les trois couleurs fondamentales de M. Helmholtz, s'appuierait, comme celle de M. Hering, sur l'assimilation et la dissimilation. L'impression, contraire à chacune des trois impressions fondamentales de rouge, de vert et de bleu violet, serait toujours le noir, c'est-à-dire que les trois couples qu'il faudrait substituer à ceux de Hering seraient rouge et noir, vert et noir, bleu et noir. Les trois sortes d'éléments physiologiques posséderaient une excitabilité éveillée à divers degrés par toutes les couleurs spectrales, mais dont le maximum coïnciderait respectivement avec les parties du spectre caractéristiques des trois impressions.

M. Weinhold croit pouvoir établir l'accord absolu de cette théorie mixte avec l'ensemble des fait connus.

E. Bouty.

W. BEETZ. — Ueber anomale Angaben des Goldbatts-elektroskops (Anomalies de l'électroscope à feuilles d'or); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 320, 1876.

Les résultats anormaux que donne quelquefois cet appareil tiennent à la conductibilité superficielle du verre qui l'enveloppe. M. Beetz évite toute anomalie, en entourant les feuilles d'or d'une enveloppe métallique, comme dans les appareils de précision de Kohlrausch et Thomson.

A. Potier.

F. EISENLOHR. — Zur Metallreflexion (Réflexion métallique); *Ann. de Poggendorff*, nouvelle série, t. I, p. 199; 1877.

Dans un Mémoire que nous avons analysé dans ce recueil (¹), M. Wernicke a cherché à mesurer par un procédé nouveau les indices de réfraction des corps opaques. Il est ainsi arrivé pour l'ar-

(¹) *Voir* t. VI, p. 31.

gent à des nombres compris entre 3 et 5, tandis que, d'après les recherches de M. Jamin et la théorie de Cauchy, cette quantité devrait être comprise entre $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{5}$. M. Wernicke pense que les bases mêmes de la théorie de Cauchy doivent être rejetées ; M. Eisenlohr montre, au contraire, que la théorie de Cauchy a été interprétée d'une manière inexacte par M. Wernicke, et que les différences entre l'expérience et la théorie ne sont pas suffisantes pour faire rejeter celle-ci.

E. Bouty.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1876.

(Fin.)

LANG. — Sur la position des axes d'électricité optique dans le gypse pour différentes couleurs, p. 195.

La mesure de l'indice de réfraction principal du gypse conduit à ce résultat singulier, que l'angle des axes optiques a un maximum pour la raie D. On trouve aussi que la dispersion des axes d'élasticité dans le plan de symétrie est anormale. On trouve, pour les angles que fait la première ligne moyenne avec la normale au plan de symétrie, les valeurs suivantes :

B....................	4°41′
C....................	4.32
D....................	4.26
E....................	4.36
F....................	4.43
G....................	5.14

Ces particularités s'accordent avec une observation de M. Des Cloizeaux. Pour de très-hautes températures le plan des axes devient perpendiculaire au plan de symétrie, et il n'y a pas alors de dispersion horizontale.

K. EXNER. — Sur les couronnes et les franges de Quetelet, p. 212.

Les différences observées entre les cercles colorés que donnent des plaques de verre ternes par l'haleine et ceux que donnent les réseaux circulaires proviendraient, non d'une inégale distribution des particules d'eau, mais des déviations qu'éprouve la lumière en traversant les cellules épithéliaques de la cornée.

PFAUNDLER. — Sur la chaleur spécifique des mélanges d'eau et d'alcool méthylique, p. 224.

Certains de ces mélanges ont une chaleur spécifique plus grande que celle de l'eau et dépassant ainsi celle de tous les corps connus, sauf l'hydrogène.

MACH. — Sur la vitesse de propagation des ondes provenant des étincelles électriques, p. 236.

Cette vitesse, qui s'élève jusqu'à 700^m lorsque les ondes suivent les huit premiers centimètres de leur parcours initial, descend à une valeur plus petite que celle de la vitesse ordinaire du son après un parcours de 1^m.

STREINTZ. — Sur le courant secondaire transversal des barreaux de fer aimantés, p. 250.

M. Villari a montré que, si un barreau de fer ou d'acier est traversé dans sa longueur par un courant et si on l'ébranle après la cessation du courant, on observe un second courant de même sens que le premier. Ce serait un courant d'induction produit par le retour à leur position primitive des molécules magnétiques orientées par le passage du courant.

L'auteur calcule l'action de ce courant sur les molécules magnétiques du barreau. Le moment total de toutes les actions est $R = Kla$; K est une constante, l est la longueur du barreau et a son rayon.

E. Gripon.

NOUVEAU SPECTROSCOPE ;

PAR M. THOLLON.

J'ai eu l'honneur de présenter récemment à l'Académie et à la Société de Physique un spectroscope construit d'après un système tout nouveau. Cet instrument, qui a été expérimenté à la Sorbonne, à l'École Normale et au Collége de France, possède un certain nombre de qualités qui le recommandent à l'attention des spécialistes : 1° il est à vision absolument directe ; 2° il est d'une symétrie parfaite, et peut s'adapter avec facilité aux lunettes astronomiques ; 3° les prismes, qui seuls sont mobiles dans l'appareil, sont mis en jeu par un procédé rigoureusement géométrique, de sorte qu'une radiation venue suivant l'axe du collimateur n'arrive dans l'axe de la lunette qu'après avoir traversé deux fois tout le système de prismes au minimum de déviation ; 4° la théorie sur laquelle repose sa construction permet de lui donner un pouvoir dispersif considérable, de modifier dans des limites très-étendues ce pouvoir dans le même instrument ; bien plus, elle permet de modifier même la nature du spectre qui, dans un cas spécial, devient normal par rapport à l'indice ; 5° il se prête enfin aux mesures spectrométriques les plus exactes. Avant de le décrire, il convient d'exposer rapidement la théorie qui sert de base à tout le système et qui permet d'approprier le nouveau spectroscope aux diverses exigences de la Science.

I. *Théorie du couple.* — J'appelle *couple* un système de deux prismes égaux ABC, A'B'C (*fig.* 1) faits de même matière, dont les arêtes réfringentes sont parallèles et qui sont toujours symétriques par rapport à un plan parallèle à ces mêmes arêtes.

Quand le *couple*, ainsi défini, est traversé par un rayon OR, d'une réfrangibilité déterminée, faisant avec le premier prisme les angles d'incidence et d'émergence i, e, et les angles intérieurs r, ρ, avec le deuxième prisme les angles analogues i', e', r', ρ', il jouit des propriétés suivantes :

1° L'angle Δ que font entre elles les faces AC, A'C et que

j'appellerai l'*angle du couple*, a toujours pour valeur

(1) $$\Delta = e + i'.$$

2° La déviation D qu'éprouve le rayon est exprimée par la relation

$$D = i + e' + e + i' - 2A,$$

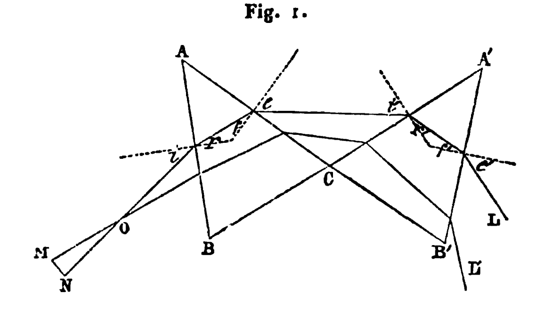
qui peut se mettre, à cause de la relation (1), sous la forme

(2) $$D = i + e' + \Delta - 2A.$$

Ces deux propriétés se démontrent par de simples considérations de Géométrie élémentaire.

3° Quand un rayon d'une certaine réfrangibilité traverse le premier prisme en faisant les angles d'incidence et d'émergence i, e,

Fig. 1.



on peut toujours donner à Δ une valeur telle que le même rayon, en traversant le deuxième prisme, fasse $i' = e$ et par suite $e' = i$. Si donc le rayon qui rencontre le premier prisme sous une incidence déterminée i contient toutes les radiations possibles, en faisant varier Δ d'une manière continue, toutes les radiations, en traversant le couple, feront successivement $e = i'$ et $e' = i$.

4° Si l'on attribue à Δ une valeur fixe et déterminée et qu'on fasse varier la position du couple sur le trajet d'un rayon d'une certaine réfrangibilité, il y a toujours deux incidences différentes qui produisent la même déviation, excepté quand on a $i = e'$.

Ces deux dernières propriétés sont des conséquences immédiates du principe du *retour inverse*.

5° Pour une valeur déterminée de Δ, si le rayon traverse le

couple en faisant $i = e'$, il est au *minimum de déviation relatif au couple.* Ce minimum ne doit pas être confondu avec celui qui correspond à $i = e = i' = e'$ qu'on peut appeler *minimum absolu* et qui est évidemment le *minimum minimorum.*

Cette dernière proposition peut être considérée comme une conséquence de la propriété du n° 4°. Elle peut aussi se démontrer directement en différentiant l'équation (2).

6° Si l'on regarde à travers un couple la fente d'un collimateur, éclairée par une lumière monochromatique, la largeur de cette fente est vue sous le même angle que si on la regarde directement à travers le collimateur, quand le faisceau lumineux traverse le couple en faisant $i = e'$.

En effet, soient MN la distance des deux bords de la fente, O le centre optique de l'objectif du collimateur et α l'angle très-petit que font les rayons NO et MO. Si l'on désigne par i, e, i', e' les angles que fait le rayon NOL en traversant les deux prismes, les angles que fait le rayon MOL' pourront s'écrire $i - \alpha, e + \alpha', i - \alpha', e' + \alpha''$.

Pour trouver les valeurs de α' et α'', nous écrirons d'abord

$$\sin(i - \alpha) = n \sin(r - \beta),$$
$$\sin(e + \alpha') = n \sin(\rho + \beta),$$

en développant

$$\sin i - \alpha \cos i = n \sin r - n\beta \cos r,$$
$$\sin e + \alpha' \cos e = n \sin \rho + n\beta \cos \rho,$$

ou bien

$$\alpha \cos i = n\beta \cos r,$$
$$\alpha' \cos e = n\beta \cos \rho;$$

par l'élimination de $n\beta$ on trouve enfin

$$\alpha' = \alpha \frac{\cos i \cos \rho}{\cos e \cos r}. \tag{3}$$

En opérant d'une façon identique, on trouvera pour α''

$$\alpha'' = \alpha' \frac{\cos i' \cos \rho'}{\cos e' \cos r'},$$

et, en remplaçant α' par sa valeur (équation 3),

$$\alpha'' = \frac{\cos i \cos \rho \cos i' \cos \rho'}{\cos e \cos r \cos e' \cos r'}. \tag{4}$$

Que l'on fasse dans la relation (3) $i = e$, et dans la relation (4) $i = e'$, on trouve dans le premier cas $\alpha' = \alpha$ et dans le deuxième $\alpha'' = \alpha$.

Dans tout ce qui précède on voit qu'il existe une remarquable analogie de propriétés entre le couple et le prisme ; l'un peut donc se substituer à l'autre dans la construction du spectroscope.

Pour compléter la théorie qui vient d'être exposée, il reste à étudier le couple au point de vue de la dispersion. Nous allons voir que sous ce rapport il possède des propriétés importantes.

La relation qui lie la valeur de e à celle de i dans le premier prisme (*fig.* 1) est la suivante :

$$\sin e = \sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos A \sin i;$$

si, considérant i comme une constante, on différentie cette expression par rapport à n, il viendra

$$\frac{\partial e}{\partial n} = \frac{\sin A}{\cos e \cos r};$$

ce quotient différentiel est l'expression générale de la dispersion élémentaire pour un seul prisme. Dans le cas du minimum de déviation, cette équation devient

$$\frac{\partial e}{\partial n} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}};$$

quand il s'agit du couple, on obtient pour ce même quotient différentiel

$$\frac{\partial e'}{\partial n} = \frac{\sin A (\cos e \cos r + \cos e' \cos \rho')}{\cos e \cos r \cos e' \cos r'},$$

et, dans le cas du minimum de déviation *relatif au couple*,

$$(5) \qquad \frac{\partial e'}{\partial n} = \frac{2 \sin A}{\cos e' \cos r'}.$$

L'équation (5) prend des valeurs qu'il est intéressant de comparer dans trois cas particuliers.

1° Si l'angle Δ est nul, l'équation (5) devient

$$\frac{\partial e'}{\partial n} = \frac{2 \sin A}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 A}}.$$

2° Si l'on a $i = e = i' = e'$, elle devient

$$\frac{\partial e'}{\partial n} = \frac{4 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}.$$

3° Enfin, si l'on prend $i = e' = 0$, c'est-à-dire quand la première incidence et la dernière émergence sont normales, il vient

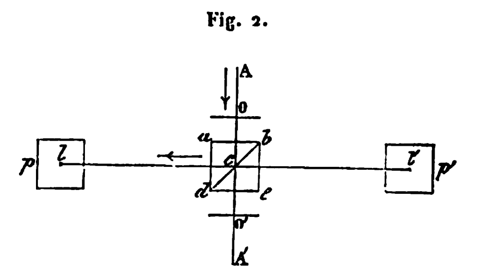
$$\frac{\partial e'}{\partial n} = 2 \operatorname{tang} A.$$

Cette dernière expression est fort remarquable ; elle montre que la dispersion élémentaire est constante dans toute l'étendue du spectre qui conserve alors une parfaite proportionnalité, soit dans son développement, soit dans son intensité. Il est dans ce cas *normal par rapport à l'indice*.

II. *Spectroscope à vision directe.*—Pour ne pas sortir des bornes dans lesquelles doit se renfermer cet article, je n'insisterai pas sur les nombreuses applications qui peuvent être faites de la théorie précédente ; je me bornerai à indiquer le procédé au moyen duquel s'obtient la vision directe et celui qui permet de mettre en jeu les prismes ou les couples, en les maintenant d'une manière constante et rigoureuse au minimum de déviation pour chaque radiation observée.

Soit AA' (*fig.* 2) la droite sur laquelle se trouvent les axes de la

Fig. 2.

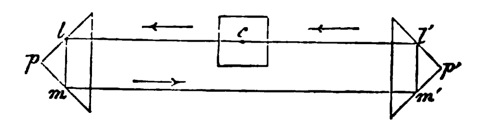


lunette et du collimateur, dont les objectifs en regard O, O' sont séparés par un intervalle de quelques centimètres. Dans cet intervalle, deux prismes à réflexion totale *abd*, *bde*, réunis par leur face

hypoténuse et formant un cube de hauteur *h*, sont disposés de manière que la ligne AA′ perce normalement le milieu des faces *ab*, *de*. Tout rayon venu suivant AO se réfléchira totalement au centre *c* du cube et sortira suivant la direction *cl* perpendiculaire à A*c*. Si, par un moyen quelconque, on oblige le même rayon à rentrer dans le cube par la face *be*, en perçant normalement le milieu de cette face, il est évident qu'il reviendra au centre du cube où une nouvelle réflexion totale le renverra dans la lunette suivant AA′. L'observateur qui, à travers la lunette, regarderait la fente du collimateur, la verrait alors exactement à la même place que si le cube *abde* n'était pas interposé.

Pour se rendre compte de la manière dont s'effectue le retour du rayon, projetons la *fig.* 2 sur un plan vertical. Le point *c* (*fig.* 3)

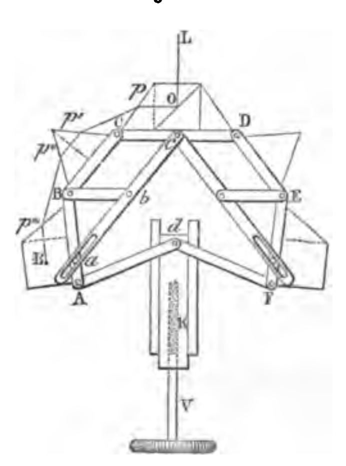
Fig. 3.



est à la fois le centre du cube et la trace de la ligne des axes. Le prisme à réflexion totale *p*, disposé comme l'indique la figure, réfléchit deux fois le rayon *cl* en le faisant descendre d'un étage et le renvoie parallèlement à lui-même. Un autre prisme *p′*, symétrique de *p*, par un effet inverse, le fait remonter à son niveau primitif et le renvoie dans le cube suivant *l′c*. Le rayon parti du centre revient au centre en accomplissant un trajet rectangulaire ; avant comme après ces deux passages, il suit exactement la ligne des axes. Il est aisé de voir que si, après sa première sortie du cube, il traverse au minimum de déviation un certain nombre de prismes égaux et de hauteur 2*h*, que le prisme à réflexion convenablement disposé le renvoie parallèlement à lui-même, et que du côté opposé se trouve un système parfaitement symétrique, ce même rayon traversera deux fois tout le système de prismes en faisant partout des angles d'incidence et d'émergence égaux entre eux, puis il continuera son trajet suivant l'axe de la lunette, comme dans le cas précédent. Les bases du rectangle décrit seront devenues des lignes brisées dont les diverses parties seront parallèles deux à deux.

Un simple coup d'œil jeté sur la *fig.* 4 me dispensera d'une longue description et permettra de se faire une idée de la disposition adoptée dans l'instrument à huit prismes, que j'ai construit moi-même, aussi bien que de la manière dont se meuvent les prismes ;

Fig. 4.



AB, BC, CD, DE, EF sont des lames métalliques reliées l'une à l'autre par des charnières dont les axes sont parallèles à la fente et aux arêtes réfringentes ; sur ces lames sont fixés les prismes. La partie centrale CD est immobile entre la lunette et le collimateur. Le levier AC est maintenu parallèle à BC par le bras Bb ; l'une de ses extrémités s'articule au pivot c, l'autre est pourvue d'une rainure dans laquelle peut glisser le pivot a, et, comme $a\mathrm{B} = \mathrm{C}c$, les angles ABC et BCD sont toujours égaux ; à droite, même disposition. Les deux systèmes sont maintenus symétriques, par rapport au plan passant par la fente et la ligne des axes, par deux bras égaux Ad, Fd. K est une coulisse qui se meut longitudinalement au moyen d'une vis de rappel V ; elle porte le pivot d qui reste toujours dans le plan de symétrie. En tournant la vis dans un sens ou dans l'autre, on rapproche ou l'on éloigne les deux systèmes mobiles dont les angles intérieurs ne cessent jamais d'être égaux entre eux.

Dans cet instrument le système réfringent est formé de quatre couples de prismes de 30°, p, p', p'', p''', ... En suivant la marche du

rayon LOL', on voit que, s'il est normal à l'entrée et à la sortie du premier couple, il en sera de même pour tous les autres. Comme la première incidence est toujours normale, on comprendra sans peine que, si le rayon est formé de lumière blanche, en faisant varier d'une manière continue la position des prismes, toutes les radiations qui le composent émergeront successivement du premier couple suivant la normale ; et que toutes, par conséquent, arriveront successivement aussi dans la lunette suivant l'axe, après avoir traversé deux fois tout le système au minimum de déviation. En dirigeant l'instrument vers le soleil, il suffira donc de tourner la vis de rappel pour voir passer dans le champ de la lunette tout le spectre solaire. Le spectre que j'obtiens ainsi a environ $1^{m},5$ de longueur; on peut évaluer de 2500 à 3000 le nombre des raies qu'on y voit nettement. Comme il est, en ce cas, normal par rapport à l'indice, il présente dans le bleu et le violet une intensité extraordinaire. J'ajouterai que, pour le parcourir dans toute son étendue, il est à peine besoin de faire varier le tirage de la lunette. Enfin, si l'on détermine le nombre de tours et les fractions de tour que la vis a dû faire pour amener une raie sur une croisée de fils, la position de cette raie est déterminée avec une précision qui, dans certains cas, ne laisse rien à désirer.

PRODUCTION DE DIVERS HYDRATES, DANS LES SOLUTIONS SURSATURÉES CONCENTRÉES, SOUS L'INFLUENCE D'UNE ACTION MÉCANIQUE;

PAR M. D. GERNEZ.

Les solutions aqueuses sursaturées d'un grand nombre de sels laissent déposer spontanément, lorsque la concentration atteint une certaine limite, des cristaux d'un sel moins hydraté que le sel ordinaire.

Si l'on ne pousse pas la concentration tout à fait assez loin pour observer ce dépôt spontané, on obtient le plus souvent des solutions encore assez riches pour être sursaturées, même par rapport à ce sel moins hydraté, et l'on s'en assure en y introduisant une parcelle cristalline du sel, qui se développe aussitôt seul et en quantité d'autant plus abondante que la concentration a été poussée plus loin.

Supposons que dans une solution de ce genre on introduise une tige rigide et qu'on s'en serve pour exercer un frottement un peu vif contre les parois du vase baignées par le liquide, il pourra se faire qu'on détermine la production de cristaux. Cette action mécanique ne fait pas naître ces cristaux dès qu'ils sont possibles : j'ai reconnu, en effet, que des solutions assez concentrées pour abandonner le sel moins hydraté au contact d'un germe cristallin de même forme résistent aux frottements les plus énergiques, lorsque la sursaturation n'est pas très-avancée, tandis qu'un frottement relativement modéré détermine d'autant plus facilement la cristallisation que la concentration du liquide est plus voisine du maximum.

En étudiant la manière dont se comportent les diverses solutions concentrées, susceptibles de déposer des hydrates différents au contact de germes cristallins, et qui donnent des cristaux sous l'influence d'une action mécanique, j'ai reconnu que les phénomènes peuvent se rattacher aux trois cas que je vais indiquer, en signalant quelques expériences de cours qui les mettent en évidence.

1° Il se produit des cristaux du sel le moins hydraté : c'est le cas bien connu présenté par le sulfate de soude. Les solutions de cette substance contenant au moins deux parties de sel ordinaire pour une partie d'eau, privées de sel anhydre en suspension et refroidies au-dessous de $+8°$, abandonnent par frottement une abondante cristallisation de l'hydrate à 7HO. Le chromate de soude se comporte de la même manière, et ses solutions très-concentrées, refroidies à une température voisine de zéro, donnent par frottement des cristaux de l'hydrate à 4HO.

2° Le deuxième cas est celui où il se produit des cristaux du sel le plus hydraté, bien que l'on puisse par le contact d'un cristal faire naître dans la même solution le sel le moins hydraté.

Ce cas se présente, par exemple, avec l'acétate de soude. Pour l'observer, on introduit dans un tube fermé à un bout des cristaux d'acétate de soude ordinaire à 6HO; on chauffe jusqu'à l'ébullition, de manière à éliminer une petite quantité d'eau, puis on refroidit le tube après l'avoir bouché et on l'agite de temps en temps pour empêcher la formation, par refroidissement superficiel, des cristaux de l'hydrate à 3HO. On obtient ainsi un liquide qui peut être facilement amené à la température de fusion de la glace sans cristalliser.

Dans ces conditions, il peut donner, sous l'influence d'un germe cristallin, l'un ou l'autre des deux hydrates, et, par un refroidissement rapide, il produirait spontanément l'hydrate à 3HO; mais, vient-on à y introduire une tige rigide, puis à exercer un léger frottement contre les parois, on détermine immédiatement la solidification, sur la ligne des points frottés, avec d'autant plus de facilité que la concentration du liquide est plus grande. Les cristaux ainsi formés sont ceux de l'acétate de soude ordinaire à 6HO et l'on voit que ce liquide se comporte comme si les cristaux d'acétate de soude ordinaire étaient à l'état de surfusion.

3° Le troisième cas est celui que j'ai observé dans les solutions concentrées de chlorure de calcium, qui peuvent donner par frottement d'abord le sel le moins hydraté, puis le sel le plus hydraté. Voici comment on peut obtenir ce résultat : on fond dans un tube fermé à une extrémité des cristaux de chlorure de calcium à 6HO, et l'on amène le liquide à l'ébullition pour chasser une petite quantité d'eau. On bouche l'orifice du tube et on laisse refroidir lentement le liquide, en l'agitant de temps en temps, pour éviter la production spontanée de cristaux à 4HO qui se formeraient par évaporation à la surface et s'étendraient ensuite dans toute la masse liquide. On amène ainsi la solution à 15° et, après avoir constaté qu'elle est bien limpide, on y introduit une tige rigide, une longue aiguille d'acier par exemple; on en frotte *très-légèrement* la pointe contre la paroi du tube baignée par le liquide, et l'on voit naître aussitôt des cristaux de chlorure de calcium à 4HO, qui se développent peu à peu avec dégagement de chaleur et envahissent tout le liquide sous forme de longues aiguilles feutrées. On attend que la masse ait repris la température ambiante de 15°, et l'on obtient rapidement ce résultat en laissant séjourner le tube dans un bain d'eau à cette température. On frotte alors de nouveau un peu vivement le fond du tube en déplaçant l'aiguille, et il se produit immédiatement, le long des points frottés, des cristaux qui grandissent plus vite que les précédents, en dégageant une nouvelle quantité de chaleur, et solidifient bientôt la presque totalité du liquide. C'est le chlorure de calcium à 6HO qui se forme ainsi après l'autre hydrate, si la première action mécanique a été très-faible; mais, dans le cas où l'on exerce dès le début une friction énergique, on n'observe que le second phénomène, car les cristaux à 6HO,

se développant beaucoup plus rapidement et en plus grande abondance que les autres, masqueraient évidemment leur formation dans le cas où ils auraient commencé à se produire.

SUR LA ROTATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DES LIQUIDES ET SUR LA PROJECTION DE CES PHÉNOMÈNES AU MOYEN DU NOUVEL APPAREIL DE M. DUBOSCQ;

Par M. BERTIN.

L'art des projections doit être aussi ancien que l'enseignement de la Physique expérimentale. Le P. Kircher projetait les images de la lanterne magique, Newton projetait le spectre solaire; mais c'est à peu près tout ce que l'on voit figurer dans les planches de la *Physique* de l'abbé Nollet. Ce n'était pas assez : à mesure que la Physique s'est développée, les phénomènes étudiés sont devenus plus compliqués et plus difficiles à projeter, et c'est vraiment dans ces dernières années seulement que l'art des projections s'est mis à la hauteur de tous les besoins de nos cours publics. Il y aurait injustice à ne pas proclamer que c'est M. Soleil père qui a été l'initiateur de ce grand progrès.

Pour projeter, il faut de la lumière, beaucoup de lumière. Autrefois on n'avait que le soleil, mais on ne l'avait pas toujours. La lampe Carcel était insuffisante, le bec de gaz n'était pas beaucoup plus puissant, et les projections sans soleil étaient à peu près impossibles. Foucault nous a donc rendu un service immense lorsque, reprenant l'ancienne expérience de Davy, il a substitué aux charbons mercuriels si malsains du physicien anglais les crayons de charbon des cornues, rendant ainsi possible l'usage de la lumière électrique. Lorsque plus tard il imagina le régulateur qui donne de la fixité au point lumineux, on put dire avec vérité qu'il était le véritable inventeur de la lampe électrique.

Mais cette source lumineuse si puissante exige une pile d'au moins cinquante éléments ou l'emploi d'une machine magnéto-électrique ; elle est par cela même réservée aux grands établissements scientifiques. Fort heureusement qu'on peut la remplacer dans la plupart des cas par la lampe Drummond, qui, depuis la substitution du gaz d'éclairage à l'hydrogène, est devenue d'un emploi très-commode et peu dispendieux.

Il est regrettable qu'on n'ait jamais comparé systématiquement les intensités des diverses sources lumineuses employées par les physiciens. Péclet nous a appris que la lampe Carcel valait sept bougies. La lampe modérateur grand modèle est à peu près dans le même cas, quoiqu'elle brûle un peu plus d'huile (46^{gr} au lieu de 42). Suivant Péclet, un bec de gaz à cheminée de verre a la même intensité ; mais, en forçant la flamme, on peut augmenter cette intensité de moitié. J'ai trouvé également que la lampe Drummond valait à peu près 15 carcels, mais que cette intensité pouvait aller jusqu'à 24 quand on forçait le jet d'oxygène, de manière à rendre la flamme bruyante, circonstance qu'il faut d'ailleurs éviter. D'autre part, les machines magnéto-électriques de l'*Alliance* sont garanties pour fournir une lumière égale à 250 carcels, de sorte que la lampe Drummond ne vaudrait que la dix-septième partie de la lampe électrique. Enfin je trouve, dans le *Bulletin de la Société d'Encouragement pour* 1845, que, d'après M. Fizeau, la puissance photographique de la lampe électrique, d'intensité moyenne, serait à peu près le quart de celle du soleil ; faute d'expériences directes, admettons qu'il en soit de même pour la lumière, et nous pourrons dresser provisoirement le tableau suivant pour l'intensité des diverses sources lumineuses :

Bougie de l'Étoile de cinq à la livre................	$\frac{1}{7}$
Lampe Carcel de Péclet ou lampe modérateur grand modèle....................................	1
Bec de gaz à cheminée de verre, flamme ordinaire...	1
» » flamme forcée.....	1 $\frac{1}{2}$
Lumière Drummond, réglée à l'état ordinaire.......	15
» , réglée à l'état bruyant.........	24
Lumière électrique des machines de l'*Alliance*......	250
Lumière solaire..................................	1000

Les expériences que nous allons rapporter ont été faites avec la lumière Drummond. Quoique son intensité ne représente que 6 pour 100 de celle de la lampe électrique, elle est cependant suffisante pour la projection, même dans une salle qui reste encore assez éclairée pour qu'on puisse y écrire sans difficulté.

On a commencé par projeter des objets qui étaient dans un plan vertical ou parallèle au tableau. Mais beaucoup de phénomènes se

passent dans un plan horizontal et l'on a besoin de les projeter également : la déviation du galvanomètre est dans ce cas. M. Duboscq a montré à la Société de Physique, dans la séance du 7 janvier 1876, un appareil qu'il a construit déjà en 1866 et qui remplit parfaitement ce but ([1]). Il a projeté ainsi divers phénomènes d'optique, de magnétisme, d'électricité, un galvanomètre d'une grande sensibilité, et plus récemment les phénomènes du magnétisme en mouvement d'Arago et des ondes mercurielles des frères Weber. Comme il était à la recherche de phénomènes à projeter, je lui ai indiqué les rotations électromagnétiques des liquides. Il me semble qu'ils sont encore peu connus, moins certainement qu'ils mériteraient de l'être ; je crois donc qu'il sera utile d'en présenter ici, en même temps que la description, la théorie sommaire.

On n'a employé jusqu'ici dans les cours de Physique qu'une seule méthode pour montrer la rotation électrodynamique ou électromagnétique des courants. Elle consiste à prendre pour courant mobile un fil de cuivre pouvant tourner autour de son milieu. L'électricité qui parcourt ce conducteur étant sollicitée à se mouvoir perpendiculairement au fil, et ne pouvant en sortir, puisqu'il est isolé, entraîne le fil dans son mouvement. Mais on peut se demander ce qui arriverait si l'électricité pouvait se mouvoir dans tous les sens sur une surface conductrice, si par exemple on remplaçait le fil par un vase, un petit chaudron en cuivre renversé et pouvant tourner sur une pointe placée en son milieu. Il semble que l'électricité devrait obéir à l'impulsion qu'elle reçoit et se mouvoir sur la surface conductrice en laissant le vase immobile. Mais il n'en est rien ; le vase tourne avec la même facilité que le conducteur linéaire. Il faut donc que l'électricité éprouve de la part du conducteur une certaine résistance qui ne lui permet pas de se mouvoir sans l'entraîner dans son mouvement, et d'après cela on ne voit pas pourquoi les liquides ne tourneraient pas aussi bien que les surfaces solides.

Ce sont sans doute des considérations de ce genre qui ont déterminé Humphry Davy, en 1823, à provoquer la rotation électromagnétique du mercure. Il y réussit parfaitement en faisant arriver un fort courant dans le mercure par deux fils perpendiculaires à la

---

([1]) *Journal de Physique*, t. V, p. 216 et 218.

surface et plaçant le liquide entre les pôles opposés de deux aimants puissants. Le mercure se mit à tourner en sens contraire autour des deux fils.

On peut se demander si le mercure est un liquide bien choisi pour mettre en évidence les rotations électromagnétiques. La force motrice étant due à la résistance du conducteur, il faut augmenter cette résistance ; d'autre part, la force accélératrice étant en raison inverse de la masse à mouvoir, il faut diminuer cette masse. Sous ce double rapport, les dissolutions aqueuses conviennent mieux que le mercure, puisqu'elles sont à la fois plus résistantes et moins denses. On répétera donc l'expérience de Davy facilement avec de l'eau acidulée, et voici comment nous avons réussi à la projeter.

La lampe Drummond envoie un faisceau rendu légèrement convergent sur la glace inclinée de l'appareil Duboscq (*fig.* 1 de sa Note). Ce faisceau est renvoyé verticalement sur la lentille éclairante qui est placée horizontalement au-dessus de la glace. Il passe ensuite à travers un électro-aimant creux et traverse le fond en glace d'une cuve placée sur l'électro-aimant, pour arriver à la lentille de projection et au prisme à réflexion totale, qui le renvoie sur le tableau. Dans la cuve on met de l'eau acidulée ($\frac{1}{40}$ d'acide sulfurique et $\frac{1}{40}$ d'acide nitrique). On y fait arriver le courant de deux éléments Bunsen, à l'aide de deux fils de platine recourbés verticalement et plongeant dans l'eau à un tiers du diamètre du vase à partir des bords ; on peut changer à volonté le courant à l'aide d'un commutateur. Si l'électro-aimant est excité par une seconde pile de quatre éléments, on voit le liquide tourner en sens contraire autour des deux électrodes : sa rotation est rendue très-apparente par un peu de lycopode qu'on a saupoudré à la surface.

Mais l'expérience de Davy est un cas compliqué. On observera des phénomènes beaucoup plus simples en plaçant le liquide (eau acidulée ou sulfate de cuivre) dans un vase annulaire. L'appareil que j'ai fait connaître ([1]) pour répéter ces expériences se prête à des combinaisons variées. On peut en projeter la plupart des effets en posant sur la lentille éclairante de l'appareil Duboscq une cuve annulaire à fond de verre et à parois en cuivre, dans laquelle on

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XVI, p. 206.

placera le liquide ; on le décomposera par une pile de quatre éléments. Un aimant cylindrique peut s'introduire par le bout dans l'anneau central, de telle sorte que le liquide soit tantôt au-dessous de l'aimant, tantôt entre les deux pôles. La rotation se produit avec une grande rapidité, et elle est rendue visible par le lycopode que l'on a tamisé à la surface du liquide.

Ces phénomènes s'expliquent facilement. Supposons que l'aimant ait son pôle austral en bas et d'abord au-dessus du liquide, et rappelons-nous que le pôle austral pousse le courant vers sa droite. Si le liquide est traversé par un courant *centrifuge,* il faudra donc qu'il prenne une rotation *gauche;* s'il est *centripète,* sa rotation sera *droite,* ou dans le sens des aiguilles d'une montre : le changement de sens s'obtiendra facilement avec un commutateur. Si l'aimant est descendu, de sorte que son pôle inférieur soit au-dessous du liquide, l'action de ce pôle changera de signe, celle du pôle supérieur ne changera pas ; mais, de discordante qu'elle était tout à l'heure, elle deviendra concordante avec celle de l'autre pôle. On verra donc le liquide tourner en sens contraire du mouvement précédent, mais avec plus de rapidité. Puisque la rotation du liquide change de signe avec la position de l'aimant, elle doit donc être nulle dans certains cas : si l'on observe attentivement, on verra que cela arrive lorsque l'extrémité de l'aimant est un peu au-dessous du liquide. Le point neutre de l'aimant est donc très-près de son extrémité, beaucoup plus près de l'extrémité que le pôle déterminé par la règle de Coulomb.

Dans le cours de mes premières recherches sur la rotation électromagnétique des liquides ([1]), j'ai été amené à reconnaître que l'action intérieure d'un aimant creux et celle d'une bobine creuse polarisée de la même manière agissent en sens inverse ; c'est-à-dire que l'introduction d'un noyau en fer creux dans une bobine creuse diminue l'action que cette bobine exerce à son intérieur. M. de la Rive ayant contesté cette loi, j'ai fait de nouvelles expériences pour l'établir, et j'ai été ainsi conduit à la construction d'un appareil spécial ([2]). L'expérience est également facile à projeter.

Plaçons sur la lentille éclairante de l'appareil Duboscq un appa-

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. LV, p. 304.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique,* 4e série, t. XVI, p. 70.

reil formé d'une bobine creuse, contenant un noyau en fer doux également creux; dans son intérieur est un vase annulaire contenant de l'eau acidulée saupoudrée de lycopode. Les communications sont établies de manière qu'il est facile de faire passer à la fois le courant d'une pile (quatre éléments) dans l'électro-aimant et dans le vase. Dès que le courant passe, le liquide tourne d'abord faiblement; mais sa rotation augmentera considérablement, si nous enlevons le noyau en fer. Elle diminuera de nouveau si nous replaçons le noyau, et, si ses dimensions étaient convenables, elle s'arrêterait tout à fait.

Telles sont les trois expériences fondamentales sur la rotation électromagnétique des liquides, et l'on voit avec quelle facilité elles se projettent avec l'appareil Duboscq.

Qu'on me permette d'insister, en finissant, sur un point de théorie soulevé par ces expériences. Nous avons trouvé sur l'aimant un point neutre, et nous avons constaté qu'il était plus près des extrémités que le pôle; nous arriverions au même résultat dans toutes les expériences électromagnétiques. Cependant, quand on donne la théorie élémentaire de ces phénomènes, théorie qui suppose que l'action de l'aimant se réduit à ses deux pôles, on trouve toujours une ligne neutre passant par le pôle. Ce serait là un excellent moyen de trouver le pôle d'un aimant, car la position du point neutre se détermine avec une grande précision quand l'aimant agit sur un courant linéaire. Mais les prétendus pôles ainsi obtenus sont toujours trop rapprochés des extrémités. Mon attention a été attirée sur ce point précisément à propos de mes expériences sur la rotation électromagnétique des liquides, et j'ai dû reconnaître que les points neutres n'étaient pas les pôles et que la théorie élémentaire péchait par la base (¹).

C'est, en effet, seulement dans le cas d'actions s'exerçant sur des points très-éloignés que l'on peut réduire un aimant à ses deux pôles. Mais il n'en peut plus être ainsi quand on lui demande de produire des actions mécaniques sur des points qui sont nécessairement très-rapprochés. Il faut considérer alors l'action de toutes les tranches : on peut seulement supposer une aimantation qui

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. VI, p. 74.

varie proportionnellement à la distance au centre, distribution reconnue vraie pour des aimants courts. Dans ce cas, les points neutres se séparent nettement des pôles et, pour les rotations électromagnétiques en particulier, la théorie les donne beaucoup plus près des extrémités ([1]).

Il est un autre point dans lequel la théorie élémentaire montre son insuffisance : c'est lorsque le niveau du liquide est au milieu de l'aimant. L'expérience montre que l'action est toujours maximum dans ce cas, tandis que la théorie élémentaire indique un minimum tant que la distance du courant à l'aimant est moindre que la moitié de sa longueur. La théorie complète, au contraire, montre que l'action de l'aimant est toujours maximum lorsque son milieu est au niveau du liquide, ce qui est tout à fait d'accord avec l'expérience.

SUR LA RÉFLEXION MÉTALLIQUE DES RAYONS CALORIFIQUES OBSCURS POLARISÉS;

PAR M. L. MOUTON.

Avant de résumer ce travail ([2]), il n'est pas inutile, je crois, d'énoncer les lois relatives à la réflexion de la lumière, qui résultent surtout des études expérimentales de M. Jamin :

I. *Rappel des lois relatives à la réflexion de la lumière.* — 1° Si l'on fait réfléchir un nombre quelconque de fois sur un miroir quelconque un rayon polarisé dans les azimuts déterminés par le plan d'incidence et le plan perpendiculaire (azimuts principaux), il reste toujours polarisé dans le même plan après la réflexion.

Ce fait a été établi expérimentalement par Brewster pour le verre et les métaux ([3]); bien qu'il découle naturellement de la loi de symétrie appliquée à l'idée qu'avec Fresnel nous nous faisons d'un rayon polarisé, il n'en doit pas moins être placé en tête de toute étude purement expérimentale des phénomènes de la réflexion.

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XVI, p. 86.

([2]) Voir *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIII, p. 229 et suiv.

([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIX, p. 296.

Combiné avec le principe de la coexistence des petits mouvements, il constitue en effet la base de tous les raisonnements et de toutes les méthodes usités dans ce genre de recherches. Eux établis, pour étudier l'action de la réflexion sur un rayon primitivement polarisé dans un azimut quelconque, on le décompose en deux, polarisés dans les azimuts principaux; la direction de leurs vibrations n'ayant pas été changée par la réflexion, ils n'ont pu éprouver que des changements de phase et des variations d'amplitude.

Les variations d'amplitude peuvent s'exprimer par la multiplication des amplitudes incidentes par deux nombres I (vibration parallèle au plan d'incidence) et J (vibration perpendiculaire à ce plan), ces deux nombres étant supposés toujours positifs et évidemment au plus égaux à l'unité.

Un changement quelconque produit dans la phase d'un mouvement vibratoire peut toujours être considéré comme résultant d'un certain chemin parcouru dans l'air; le phénomène de la réflexion peut ainsi s'assimiler à la traversée d'une lame cristalline, traversée qui, convertie en air, donne un chemin d pour la vibration parallèle au plan d'incidence, et un chemin d' pour l'autre.

Le nombre $\frac{d-d'}{\lambda}$ est *la différence de phase* produite par la réflexion pour une lumière de longueur d'onde λ. Par raison de symétrie, il est évidemment nul pour l'incidence normale ([1]).

Les recherches ont surtout porté sur la détermination pour les diverses incidences du rapport $\frac{I}{J}$ et du nombre $\frac{d-d'}{\lambda}$.

([1]) Il se produit ici, à l'observation, un fait particulier qu'il faut signaler. Par suite du retournement de l'observateur, qui se place naturellement de façon à recevoir dans l'œil le rayon réfléchi comme il y recevait le rayon incident, la vibration située dans le plan d'incidence paraît avoir changé de signe, ou si l'on aime mieux avoir subi un retard d'une demi-onde. Ainsi, à l'incidence normale, un rayon primitivement polarisé dans un azimut quelconque paraît l'être après la réflexion dans l'azimut symétrique par rapport aux plans principaux; c'est que l'observateur s'est retourné, et qu'il n'en continue pas moins à définir par sa droite ou sa gauche la direction positive de l'axe de coordonnées situé dans le plan d'incidence. Je crois qu'il est naturel de ne pas faire entrer cette demi-longueur d'onde dans l'expression physique du phénomène; la différence de phase est alors bien nulle à l'incidence normale, et les résultats d'observation ainsi modifiés se trouvent immédiatement comparables à ceux que fournissent les théories mécaniques, où naturellement on conserve toujours le même système d'axes de coordonnées.

Voici les faits généraux qui se sont trouvés ajoutés à la loi de Brewster énoncée plus haut:

2° La différence de phase partant de o à l'incidence normale atteint pour tous les corps la valeur $\frac{1}{2}$ à l'incidence rasante ou de 90 degrés; cette valeur est positive pour les métaux et les substances transparentes d'indice supérieur à 1,46 environ;

3° La forme de la courbe représentative de ces valeurs (des longueurs proportionnelles aux angles d'incidence étant prises pour abscisses) diffère avec les substances réfléchissantes; ainsi, pour les métaux, elle paraît s'élever d'une façon continue depuis l'incidence o jusqu'à 90°; pour le verre, elle reste sensiblement confondue avec l'axe des abscisses jusqu'à l'incidence brewstérienne ou de polarisation; puis, s'élevant brusquement, elle atteint une valeur sensiblement égale à sa limite supérieure $\frac{1}{2}$;

4° Pour une même substance réfléchissante, la forme de la courbe se modifie d'une façon continue, quand la longueur d'onde de la lumière réfléchie se modifie elle-même d'une façon continue;

5° Les valeurs du rapport $\frac{I}{J}$, partant évidemment de l'unité pour l'incidence normale, paraissent y revenir pour l'incidence rasante;

6° La forme de la courbe qui représente ces valeurs est également propre à chaque substance et à chaque longueur d'onde;

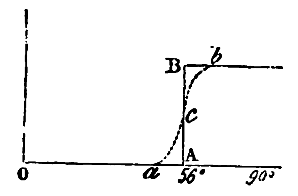
7° Quelle que soit la longueur d'onde, la valeur $\frac{I}{J}$ passe par un minimum à l'incidence pour laquelle la différence de phase est 0,25, ou, comme on dit souvent, la différence des retards $(d - d')$, un quart d'onde.

Pour bien comprendre les avantages de cette manière d'envisager les phénomènes, rapportons-y d'abord les résultats classiques de Fresnel relatifs au verre. Fresnel obtient pour les deux coefficients des amplitudes $-\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$ et $-\frac{\tang(i-r)}{\tang(i+r)}$, et aucune différence de phase, ce qui n'a rien de surprenant, puisqu'il n'en suppose pas tout d'abord.

Dans la façon de voir proposée plus haut, nous devrons prendre pour I et J les valeurs positives des nombres $\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$ et $\frac{\tang(i-r)}{\tang(i+r)}$; par suite, la courbe des rapports $\frac{I}{J}$ est donnée par

$\frac{I}{J} = \frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}$, le deuxième membre étant toujours pris avec sa valeur absolue positive. On voit que le rapport $\frac{I}{J}$ part de 1 à l'incidence normale, y revient à l'incidence rasante, et passe par un minimum qui est zéro pour $i+r=90°$: c'est l'angle de polarisation ou incidence brewstérienne. L'action de la longueur d'onde se fait sentir par la présence simultanée des angles i et r.

Quant à la courbe des différences de phase, elle se confond avec l'axe des incidences jusqu'à $i+r=90°$; là, elle s'élève en une droite AB normale à l'axe des abscisses jusqu'à une valeur $\frac{1}{2}$, où elle s'achève par une parallèle à cet axe. On voit sans peine que cette différence d'une demi-onde vient remplacer le changement de signe du terme $\frac{\tang(i-r)}{\tang(i+r)}$.



Mais il va nous être facile de comprendre ce qu'ont ajouté à ces résultats les expériences précises de M. Jamin.

Les coefficients de Fresnel sont trouvés exacts, mais les angles A et B de la courbe des différences de phase doivent être adoucis, et la différence brusque d'une demi-onde doit être remplacée par une marche rapide, mais continue, grossièrement représentée par la ligne ponctuée *ab* ; et c'est au point *c*, passage par 0,25, que correspond l'incidence brewstérienne, minimum zéro du rapport $\frac{I}{J}$.

La réflexion sur le verre et les corps transparents ne diffère ainsi que par la forme des courbes qui la caractérisent de la réflexion sur les métaux.

Je me suis proposé de rechercher comment se modifient les lois précédentes, quand, sortant du spectre lumineux, on fait réfléchir

sur des miroirs métalliques des radiations obscures purement calorifiques, occupant, dans le spectre général, des positions bien déterminées de plus en plus distantes du rouge.

Je résumerai successivement la disposition expérimentale, le mode d'opération et de calcul, et les résultats que j'ai déjà obtenus.

II. *Disposition expérimentale.* — La source de chaleur est la lampe de MM. Bourbouze et Wiesnegg, dans laquelle, comme on le sait, un capuchon de toile de platine est maintenu au rouge blanc par la combustion du gaz d'éclairage et d'un courant d'air amené par une trompe à eau à une pression constante d'environ 20 centimètres de mercure. Dans ces conditions, cette source est d'une remarquable constance, et elle présente de plus l'avantage d'un grand développement du spectre calorifique obscur.

La lampe est placée dans une première pièce à 30 centimètres environ de la cloison qui sépare cette pièce de la voisine : cette cloison est percée d'un trou où est encastrée, à hauteur de la lampe, une lentille de verre ordinaire de 15 centimètres de foyer. Dans la seconde pièce, sur un solide banc d'optique articulé, se trouvent : 1° un énorme prisme biréfringent avec alidade et cercle divisé, à image extraordinaire redressée et achromatisée : c'est le polariseur ; 2° une plaque de verre à inclinaison variable et mesurée autour d'un axe horizontal, destinée à compenser les effets de polarisation produits par le prisme disperseur qu'on va voir [1]; 3° un écran percé d'une fente sur laquelle se forme l'image extraordinaire de la lampe; l'image ordinaire, en tournant, est, dans toutes les orientations du polariseur, interceptée par l'écran; plus loin, se trouve une lentille; puis, au centre d'une articulation du banc, le miroir sur un cercle gradué mesurant l'incidence. Le faisceau réfléchi est reçu sur un prisme de flint blanc, puis traverse un nouveau prisme biréfringent, analyseur semblable au polariseur, et se résout finalement en deux spectres dont l'extraordinaire demeure fixe et pur pendant la rotation de l'analyseur, l'ordinaire tournant autour sans jamais empiéter sur lui. Le spectre extraordinaire tombe sur une pile thermo-électrique linéaire, dont l'ou-

---

[1] J'ai emprunté l'idée de cette lame compensatrice au travail de MM. Fizeau et Foucault (*Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXX, p. 147).

verture est, comme celle de la fente, de 1 millimètre environ, communiquant avec un excellent galvanomètre de M. Ruhmkorff (¹). Cette pile était munie d'une vis permettant de la déplacer parallèlement aux bandes du spectre.

III. *Mode d'opération et de calcul.* — J'ai opéré sur trois longueurs d'onde que je désigne par λ_1, λ_2, λ_3, réparties dans la partie obscure du spectre, et sensiblement symétriques par rapport au rouge extrême, λ_1 du jaune, λ_2 du vert bleu et λ_3 du bleu indigo. Ayant été témoin d'une partie des expériences par lesquelles M. Desains a étudié la rotation imprimée par une plaque de quartz perpendiculaire aux plans de polarisation des rayons calorifiques obscurs [2], j'ai pu, par le même procédé, fixer cette rotation pour les trois longueurs d'onde que j'ai employées. Avec une plaque de quartz droit, qui donnait à la lumière du sodium une rotation exacte de 100 degrés, les rotations correspondant aux radiations λ_1, λ_2, λ_3 ont été respectivement 32, 16 et 10 degrés. En prenant la loi de Biot, au moins comme première approximation, on obtiendrait

$$\lambda_1 = 0^{mm},0010, \quad \lambda_2 = 0,0014, \quad \lambda_3 = 0,0018;$$

ces chiffres, dont le dernier est supérieur au triple de la longueur d'onde des raies D, donnent une idée du secours qu'on est en droit d'attendre de l'étude des phénomènes calorifiques au point de vue de l'établissement ou de la vérification des théories optiques.

Je n'avais pas à démontrer le principe de Brewster relativement aux rayons calorifiques obscurs. Dès 1849, MM. de la Provostaye et P. Desains étudiaient [3] ce que devenaient, après leur réflexion, des rayons calorifiques primitivement polarisés dans l'un ou l'autre des azimuts principaux, constataient que la réflexion ne modifie pas leur plan de polarisation et établissaient même les lois de la variation de leur intensité avec l'incidence. Aussi, dans toutes les séries d'expériences, la vérification de cette première loi était mon

---

(¹) On arrive facilement à apprécier le $\frac{1}{10}$ de degré, ce qui suffit; le galvanomètre n'étant jamais dans un repos absolu, quelques soins que l'on prenne d'éviter les mouvements de l'air autour de la pile, les méthodes d'amplification des angles ne présentent ici, le plus souvent, que des avantages illusoires.

(²) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 14 mai 1877, p. 1056.

(³) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXVII, p. 109 et suiv.

critérium du bon réglage des divers appareils et de l'état du galvanomètre, les déviations de celui-ci devant, dans les différents azimuts, indiquer des intensités conformes à la loi de Malus.

Quand le rayon incident est polarisé dans un azimut autre que zéro ou 90 degrés, la réflexion le rend en général elliptique. C'est donc aux propriétés d'un tel rayon qu'on doit demander les procédés expérimentaux destinés à fournir le rapport $\frac{I}{J}$ et la différence de phase $\frac{d-d'}{\lambda}$ définis plus haut.

Je ne ferai qu'énoncer ici celles de ces propriétés sur lesquelles je me suis appuyé, renvoyant pour leur démonstration aux *Etudes sur la réflexion métallique de la lumière* de M. Jamin [1].

Le plan d'incidence est horizontal; l'observateur recevant le rayon réfléchi en pleine poitrine, je prends l'axe des x dans le plan d'incidence, et la partie positive de cet axe toujours dirigée vers la droite de l'observateur, supposé inconscient du demi-tou qu'il a opéré; l'axe des y est perpendiculaire au précédent et se dirige de bas en haut; les angles seront comptés, comme d'habitude, de ox vers oy.

1° Mesure de $\frac{I}{J}$. Si la vibration incidente fait un angle a avec l'axe des x, ses deux composantes ont pour amplitudes $\cos a$ et $\sin a$, et après la réflexion $I\cos a$ et $J\sin a$. L'analyseur placé successivement dans les azimuts 0 et 90 degrés, on aura deux lectures galvanométriques proportionnelles à $J^2\cos^2 a$ et $J^2\sin^2 a$. Bien que, par les vérifications de la loi de Malus dont j'ai parlé tout à l'heure, je fusse assuré de la proportionnalité des déviations galvanométriques aux intensités calorifiques dans les limites où j'opérais, j'ai préféré toujours disposer de l'angle a dans cette première mesure, de façon à rendre à peu près égales les deux lectures.

Si α et β sont ces deux déviations, on a

$$\frac{I}{J} = \operatorname{tang} a \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}};$$

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIX, p. 321 et suiv.

2° Mesure de $\frac{d-d'}{\lambda}$. Après avoir traversé un prisme de spath dont on n'utilise que l'image extraordinaire, un rayon elliptique présente, quand la section principale du prisme coïncide avec le grand axe de l'ellipse, un maximum d'intensité; avec le petit axe, un minimum; et, si l'on mesure ces intensités dans des couples d'azimuts α et $\alpha+90°$, en allant du grand axe au petit, la première l'emportera sur la seconde, tant que l'azimut α sera compris entre le grand axe et 45 degrés de cet axe, pour lui devenir inférieure dès que α aura dépassé cette bissectrice des axes.

On peut donc, par ce moyen, fixer l'azimut des bissectrices des axes de l'ellipse, et on le peut d'autant mieux que c'est autour de ces bissectrices qu'une même variation $\Delta\alpha$ produit dans les deux lectures rectangulaires une plus grande différence. J'ai pu, dans les bonnes séries, le fixer à $\frac{1}{2}$ degré près.

A ces avantages, déjà utilisés par de Senarmont pour la lumière, s'en joignent de spéciaux aux études calorifiques : d'abord il n'est demandé à la source de chaleur que d'être constante pendant la durée de chaque couple d'observations, et j'ai pu rendre cette durée très-courte par un mouvement spécial avec buttage, permettant de faire tourner rapidement l'analyseur de 90 degrés sans l'approcher de la pile; en second lieu, les mesures se terminent par deux valeurs égales des déviations galvanométriques : c'est un avantage qu'apprécieront ceux qui ont eu occasion de se servir de galvanomètres très-sensibles.

L'azimut des bissectrices des axes de l'ellipse étant ainsi déterminé, on en tire l'azimut ω des axes eux-mêmes en ajoutant ou retranchant 45 degrés. On peut, d'ailleurs, faire autant de mesures qu'on le veut, en faisant varier l'azimut de polarisation de la vibration incidente.

Cela fait, si l'on pose $\frac{I\cos a}{J\sin a}=\cot\alpha$,

et

$$2\pi\left(\frac{1}{2}-\frac{d-d'}{\lambda}\right)=\delta,$$

on a

$$\cos\delta=\frac{\tan 2\omega}{\tan 2\alpha}$$

qui détermine δ et par suite $\frac{d-d'}{\lambda}$ [1].

---

[1] Le lecteur familiarisé avec les études de de Sénarmont et de M. Jamin établira

IV. *Résultats obtenus.* — J'ai opéré jusqu'à présent sur trois miroirs d'acier, de métal des miroirs et de verre platiné. Les tableaux suivants résument les résultats que j'ai obtenus :

Acier.

Incidences.	Différences de phases $\frac{d-d'}{\Upsilon}$.	Rapport $\frac{I}{J}$
Longueur d'onde λ_1.		
45°	Insensible.	0,86
50	0,02	0,84
55	0,03	0,82
60	0,05	0,80
65	0,09	0,76
70	0,15	0,70
75	0,19	0,62
79	0,25	0,53
80	0,26	0,55
82	0,31	0,58
Longueur d'onde λ_2.		
50	0	0,88
55	0,01	0,85
60	0,03	0,78
65	0,06	0,75
70	0,10	0,64
75	0,15	0,62
80	0,20	0,55
81	0,22	0,51
82	0,25	0,51
83	0,29	0,55

sans peine cette formule. On trouvera dans le Mémoire (*Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIII, p. 239) dont je donne ici un extrait la discussion relative au choix à faire parmi l'infinité d'arcs ayant même cosinus et le calcul complet d'une expérience.

Acier.

Incidences.		Différences de phases $\frac{d-d'}{\lambda}$.	Rapport $\frac{I}{J}$.
		Longueur d'onde λ_3.	
50	....	0	0,90
60	....	0,01	0,80
75	....	0,12	0,60
80	....	0,18	0,55
82	....	0,22	0,51
83,5	....	0,25	0,49

Métal des miroirs.

		Longueur d'onde λ_1.	
60°	....	0,08	0,88
65	....	0,11	0,80
70	....	0,15	0,70
75	....	0,20	0,61
80	....	0,30	0,65
		Longueur d'onde λ_2.	
65	....	0,06	0,84
70	....	0,10	0,78
75	....	0,16	0,70
80	....	0,26	0,62

Verre platiné.

		Longueur d'onde λ_2.	
65	....	0,07	0,72
70	....	0,12	0,54
75	....	0,19	0,48
80	....	0,27	0,46

Si l'on examine chacun des tableaux précédents, on y voit d'abord se reproduire les résultats généraux que j'ai rappelés plus haut, relatifs à la lumière, à savoir :

1° Les différences de phases partant de 0 s'élèvent progressivement à mesure que s'accroît l'angle d'incidence ;

2° La valeur de $\frac{I}{J}$ partant de 1 à l'incidence normale va en diminuant, passe par un minimum, puis tend de nouveau vers l'unité;

3° La valeur minimum du rapport $\frac{I}{J}$ correspond toujours à l'incidence pour laquelle $\frac{d-d'}{\lambda} = 0,25$.

Si maintenant, pour un même miroir, on compare les séries des différences de phase correspondant aux diverses longueurs d'onde, il s'en dégage un enseignement qui a peut-être quelque importance.

Je vais mettre en regard, dans le tableau suivant, pour l'acier, les valeurs successives des différences de phases relatives à la longueur d'onde du thallium ($0^{mm},000534$, Mascart), du sodium [1] ($0^{mm},0005888$), et celles qui correspondent aux longueurs d'onde plus grandes encore λ_1, λ_2, λ_3, dont on a vu plus haut les valeurs approchées :

Incidences.	Thallium. 0,000534.	Sodium. 0,000588.	λ_1 0,0010.	λ_2 0,0014.	λ_3 0,0018.
40°	0,040	00,30	0	0	0
45	0,060	0,045	0	0	0
50	0,080	0,065	0,02	0	0
55	0,100	0,085	0,03	0,01	0
60	0,115	0,105	0,05	0,03	0,01
65	0,155	0,145	0,09	0,06	»
70	0,200	0,185	0,15	0,10	»
75	0,250	0,240	0,19	0,15	0,12
76	»	0,250	»	»	»
79	»	»	0,25	»	»
80	0,320	0,310	0,26	0,20	0,18
82	»	»	0,31	0,25	0,22
83,5	»	»	»	»	0,25

Ce tableau dessine nettement la marche du phénomène au moins

(1) Ces mesures ont été faites avec l'appareil et le compensateur de M. Jamin, construits par M. Duboscq. La source lumineuse était un brûleur Laurent avec sel marin fondu pour le sodium, et des grains d'alun de thallium pour le thallium. Une cuve remplie d'une dissolution de chlorure de cuivre arrêtait la raie jaunâtre du thallium, et surtout celle du sodium, qu'il est si difficile d'éviter.

en ce qui concerne l'acier. Ainsi la différence de phase $\frac{d-d'}{\lambda}$ est, à une incidence de 40 degrés, 0,040 pour la lumière du thallium, 0,030 seulement pour le sodium, et insensible pour les radiations obscures. A 50 degrés, tandis qu'on a déjà 0,080 pour le vert, 0,065 pour le jaune, on commence à avoir 0,02 pour λ_1 et rien encore pour les deux autres.

La différence de phase ne devient appréciable qu'à 55 degrés pour λ_2, à 60 degrés pour λ_3. Aussi, tout en se tenant inférieures, les différences de phases relatives aux plus grandes longueurs d'onde croissent-elles avec l'incidence d'une façon d'autant plus rapide que ces longueurs d'onde sont plus grandes.

Si l'on considère en particulier le point où la différence de phase est 0,25, ou autrement dit où la différence de marche est $\frac{\lambda}{4}$, incidence de polarisation rétablie après deux réflexions, comme la désigne M. Jamin, on le trouve à 75 degrés pour le vert, à 76 degrés pour le jaune, à 79 degrés pour λ_1, 82 degrés pour λ_2, 83 $\frac{1}{2}$ degrés pour λ_3.

Des faits analogues se constatent dans les deux autres miroirs que j'ai étudiés.

Ainsi, pour ces corps, la courbe représentative des différences de phases reste d'autant plus longtemps confondue avec l'axe des incidences que la longueur d'onde est plus grande; par suite, l'intervalle est d'autant plus long pendant lequel la réflexion produira simplement une rotation du plan de polarisation incidente, tandis que d'autant plus court se trouve celui dans lequel la lumière ou la chaleur réfléchie sera polarisée elliptiquement.

Dr H. BENNO-MECKLENBURG. — Ueber die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Geschwendigkeit des Schalles (Différentes méthodes pour l'estimation de la vitesse du son); Berlin, 1877.

I. L'étude de la propagation du son a été, depuis le P. Mersenne [1], l'objet de tant de recherches de la part des physiciens, que,

---

[1] MERSENNE, *Balistique*, prop. XXXV.

d'après un mot de Tyndall, il faudrait de bien longues heures pour en faire le simple résumé. M. Meklenburg, dans un Mémoire récemment publié à Berlin, s'est proposé de faire l'historique de la question et de rassembler les travaux les plus récents, disséminés jusqu'alors dans les différentes publications scientifiques de l'Europe. Ce petit traité est destiné à offrir un réel intérêt à tous ceux qui voudront se rendre compte de l'état actuel de la question de la propagation du son dans les divers milieux.

L'auteur adopte, pour son exposé, la classification suivante des méthodes qui ont été employées pour mesurer la vitesse du son :

1. *Méthodes exigeant la mesure d'un temps et d'un chemin parcouru.*

1° Mesure directe de la vitesse; les plus anciennes mesures de ce genre ont été exécutées par le P. Mersenne, en 1657, par les académiciens de Florence, en 1660 (1), par Walcker (2) (en Angleterre), en 1698, par Cassini et Huyghens (en France), etc.

2° Méthode des coïncidences, indiquée par Bosscha (3), et employé par Kœnig (4).

3° Appareils de Neumann (5) et de Le Roux (6).

2. *Évaluation de la vitesse du son par le nombre des vibrations et la longueur d'onde de sons musicaux.*

A. Méthodes directes :

1° Méthode de Bernoulli, à l'aide des tuyaux sonores ;

2° Méthode de Chladni (7) au moyen des verges;

3° Méthode de Kundt ;

4° Méthodes de Stefan (8) et de Warburg (9).

B. Méthodes fondées sur l'interférence des ondes sonores :

1° Méthode de Savart (10);

---

(1) Newton, *Philosophia naturalis principia mathematicæ*, II, prop. XLVIII-L.
(2) Laplace, *Mécanique céleste*, t. V, livre XII, p. 115.
(3) *Tentamina, Exper. Academ. del Cimento*, 1738, 11, p. 116.
(4) *Philosophical Transactions*, 1698.
(5) *Ann. de Pogg.*, t. XCII, p. 485.
(6) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LV, p. 609.
(7) *Ann. de Pogg.*, t. CXXVIII, p. 307.
(8) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LV, p. 662.
(9) *Acoustique de Chladni.*
(10) *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LVII, p. 197 et 708.

2° Méthode de la mesure de la longueur d'onde à l'aide des tubes à interférence de Quincke (¹);

3° Méthode de Zach (²);

4° Méthode des battements.

Dans l'impossibilité d'insérer ici une traduction complète de ce Mémoire, nous insisterons seulement sur les résultats qui se rapportent à l'action exercée sur la vitesse de propagation du son, par diverses circonstances, telles que l'intensité, etc.

II. Les expériences classiques, d'accord en cela avec les formules théoriques de Newton (³) et de Laplace (⁴), conduisent à ce résultat : que le son se propage avec une vitesse uniforme dans un même milieu, la température restant constante; aussi, jusque dans ces derniers temps, était-on habitué à considérer la vitesse du son dans l'air à zéro, comme étant une quantité invariable.

Une ancienne observation de Parry, relatée par James Ross, semblait seule en désaccord avec cette opinion. Dans les expériences de Parry, le coup de canon avait toujours été entendu avant le commandement. A l'occasion de ce fait, Schröder van der Kolck (⁵) s'était livré à une suite de recherches théoriques qui le conduisirent à une formule donnant la vitesse du son dans un gaz comme fonction du rapport des deux chaleurs spécifiques et du degré de compression du milieu.

Celle-ci serait d'autant plus grande que le son est plus intense et plus grave. Comme l'intensité diminue avec la longueur du chemin parcouru, il en résulterait définitivement que la vitesse du son croîtrait avec son intensité et sa gravité, et diminuerait avec la distance parcourue.

Le problème de la propagation du son était bien fait pour tenter Regnault; aussi l'illustre expérimentateur entreprit-il, pour sa complète résolution dans les gaz, une série de longues et savantes recherches, trop peu connues en France, et qui cependant, au point

---

(¹) *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVI, p. 285.
(²) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. VII, p. 1068.
(³) *Ann. de Pogg.*, t. CXXVIII, p. 177.
(⁴) *Ann. de Pogg.*, t. CXXVIII, p. 497.
(⁵) *Ann. de Pogg.*, t. CXXIV, p. 463.

de vue de la méthode et de l'importance théorique des résultats, ne le cèdent en rien à ses travaux antérieurs [1].

On sait, d'après la formule de Laplace, que le rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz dépend de la vitesse correspondante du son; et le but principal de Regnault était de trouver une valeur rigoureuse de ce rapport, afin d'en déduire l'équivalent mécanique de la chaleur.

Il remarque tout d'abord que Newton et Laplace avaient admis dans leurs formules que les gaz étaient parfaits, c'est-à-dire : 1° qu'ils suivent exactement la loi de Mariotte ; 2° que leur élasticité n'est pas altérée par les corps ambiants ; 3° que le gaz n'oppose aucune inertie à la transmission de l'onde.

D'après la formule de Laplace, où toutes ces conditions se trouvent implicitement renfermées, la propagation d'une onde est la même, quelle que soit son intensité. Regnault donne une formule plus générale et plus complète, de laquelle il résulte que cette vitesse doit être d'autant plus grande que l'intensité de l'onde est plus considérable.

L'expérience prouva que l'intensité de l'onde diminue dans un tuyau d'autant plus vite que la section est plus petite. L'onde était surtout affaiblie, le long du parcours du tuyau, par la réaction des parois élastiques de celui-ci, ce qui produit une notable perte de force vive.

L'intensité du son diminuant, il devait en résulter une diminution dans la vitesse du son, d'après la formule de Regnault, et cette diminution devait être d'autant plus rapide que le tuyau était plus étroit.

L'expérience confirme pleinement toutes ces conjectures.

En ce qui concerne les expériences pour lesquelles on employa la voix humaine et les instruments à vent, Regnault observa les faits principaux suivants : les sons aigus se propagent avec beaucoup moins de facilité que les sons graves : dans les conduites très-larges, pour bien entendre il faut chanter avec une voix de baryton ; le son fondamental est entendu avant ses harmoniques,

---

(1) REGNAULT, *Relation des expériences entreprises pour déterminer les principales constantes qui entrent dans le calcul des machines à vapeur*, t. III, et *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. XXXVII.

qui se succèdent suivant leur degré de hauteur : « La propagation du son, dit Regnault, dénature par conséquent son timbre qui résulte du nombre et de la nature de ses harmoniques; dans les conduites très-longues, un air embrassant une certaine étendue de la gamme changerait donc aussi de caractère. »

La vitesse fut trouvée indépendante de la pression, comme l'indiquent les formules théoriques. Enfin, des expériences ayant été faites avec des tuyaux remplis successivement de gaz hydrogène, d'acide carbonique et de gaz d'éclairage, les vitesses devaient, d'après la théorie, être inversement proportionnelles aux racines carrées des densités. Cette loi, d'après les expériences de Regnault, doit être admise comme une loi limite à laquelle les gaz satisferaient exactement si on les mettait dans les conditions où ils se comportent comme des fluides parfaits.

III. Le cadre de ce résumé ne nous permet pas d'entrer dans la description des différentes méthodes décrites par M. Mecklenburg; mais nous insisterons particulièrement sur la méthode connue de Kundt (1), à l'aide de laquelle on a pu obtenir des résultats très-intéressants.

L'idée de cette méthode fut donnée à Kundt par les figures de Chladni. On prend un tube de verre, long d'environ 2 mètres, fermé à ses deux bouts, et contenant une certaine quantité de poudre de lycopode, répandue aussi régulièrement que possible. On frotte le tube longitudinalement, de manière à lui faire rendre un son, et l'on voit la poussière s'accumuler aux nœuds de vibration, de sorte que les ondes sonores du gaz sont en quelque sorte rendues visibles.

La distance d'un nœud au suivant étant la moitié d'une longueur d'onde, supposons que nous en ayons douze dans le tube ; la longueur du tube, vibrant transversalement, sera la moitié d'une longueur d'onde dans le *verre;* donc, dans ces conditions, la longueur d'une demi-onde dans le verre est seize fois la longueur d'une demi-onde dans l'air. Il s'ensuivra que la vitesse du son dans le verre sera seize fois plus grande que dans l'air. En remplissant le tube avec un autre gaz, on voit comment on pourra, par ce procédé, trouver la vitesse du son dans le gaz.

(1) KUNDT, *Ann. de Pogg.*, t. V, p. 496.

Par une modification assez simple de l'appareil, cette méthode a même permis de trouver la vitesse du son dans un grand nombre de corps solides; et les résultats auxquels on arrive concordent assez avec ceux trouvés par des moyens tout différents.

Mais la méthode de Kundt ne présente pas une précision suffisamment grande lorsqu'il s'agit de trancher les questions délicates dont Regnault s'est occupé dans son grand travail. Les longueurs d'onde mesurées ne vont jamais au delà de 45 millimètres, ce qui fait la 0,0001386 partie du chemin parcouru par le son en une seconde, d'où il suit qu'une erreur de 0,1 de millimètre, faite dans la mesure d'une longueur d'onde, conduirait à une erreur de $\frac{11}{15}$ de mètre sur le résultat cherché.

Cette réserve faite, voici quelques-uns des résultats trouvés par Kundt :

1° La longueur de l'onde sonore, et par suite la vitesse du son, diminue proportionnellement au diamètre du tube, quand celui-ci est plus petit que le quart de la longueur d'ondulation.

2° Dans des tuyaux étroits, un son élevé se transmet plus rapidement qu'un son grave, et la diminution de la vitesse du son est en raison inverse de la longueur d'onde.

3° Kundt avait cru pouvoir affirmer que la vitesse du son est indépendante de la pression dans un tuyau large, mais augmente avec elle dans un tuyau étroit.

On voit que ces derniers résultats sont en contradiction avec ceux trouvés par Regnault.

IV. Sans chercher à prendre parti sur les points qui sont encore en discussion, on peut néanmoins faire cette remarque générale :

Toute influence qui a pour objet d'augmenter la force vive des molécules du milieu sonore exerce sur la vitesse du son une action accélératrice, et toute cause qui tend à diminuer la force vive diminue aussi cette même vitesse.

Quant aux causes qui exercent une influence de l'une ou de l'autre espèce sur la vitesse du son, elles sont nombreuses.

Dans un milieu indéfini ce sont :

1° La température du milieu;

2° La quantité de substances étrangères qui s'y trouvent, par exemple la vapeur d'eau dans l'air ;

3° La hauteur du son ;

4° La direction et la force du vent ;

5° Dans les corps solides, la direction du son par rapport à la structure moléculaire ;

Dans les tuyaux sonores :

6° Le diamètre ;

7° La courbure ;

8° La rugosité des parois intérieures ;

9° L'épaisseur de ces parois ;

On peut ajouter quelques causes dont on conteste encore l'action.

1° L'intensité du son ;

2° La longueur du chemin parcouru ;

3° La substance qui constitue les tuyaux.

Il y a un complet désaccord entre Regnault, Schröder, Kundt et Seebeck au sujet de l'influence de la hauteur du son. Regnault déclara seulement qu'un son aigu se transmet plus facilement, mais non plus rapidement qu'un son grave ; Schröder trouve que la vitesse diminue quand l'acuité augmente, Kundt et Seebeck arrivent au résultat contraire. De nouvelles expériences seraient nécessaires pour étudier tout à fait cette importante question.

E. Masse.

E. EDLUND. — Ueber den Zusammenhang der electromagnetischen Rotation mit der unipolaren Induction (Relation entre l'induction unipolaire et la rotation électromagnétique); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 347 ; 1877.

La liaison entre ces deux phénomènes est connue depuis longtemps, et M. Edlund ne fait que répéter la démonstration donnée par M. Helmholtz pour tous les phénomènes d'induction ; mais il y ajoute l'explication de l'induction dans l'hypothèse, développée par lui, sur la nature des phénomènes électriques.

Il rappelle qu'un courant circulaire, concentrique et parallèle à ceux d'un solénoïde (ou d'un aimant) et mobile parallèlement à l'axe de ce solénoïde, reste en équilibre stable au milieu de la

longueur, lorsqu'il est de même sens que les courants du solénoïde; sinon cet équilibre est instable, et le circuit est attiré vers l'un ou l'autre pôle.

Cela posé, si l'on aimante un barreau de fer doux placé dans l'axe d'un cylindre métallique, on détermine par là des courants horizontaux d'induction dans le cylindre; l'éther libre et l'éther condensé qui entourent les molécules du cylindre sont sollicités par la force émanant de l'aimant, de telle sorte que la densité de ce dernier éther devient plus grande, du côté qui est tourné vers le courant de l'éther libre, et cette densité augmente jusqu'à ce que, par la répulsion croissante exercée sur l'éther libre, celui-ci soit arrêté. Cet état d'équilibre atteint, si l'on vient à faire tourner le cylindre et avec lui l'éther libre de ce cylindre, on produit un courant ou des courants proportionnels à la vitesse V de rotation; ces courants sont sollicités vers le milieu de la longueur de l'aimant, si la rotation est de même sens que les courants particulaires, d'où augmentation de densité vers le milieu et production d'un courant du milieu du cylindre vers ses extrémités, si l'on réunit par un fil métallique un point situé vers le milieu et un point situé vers l'extrémité; ce courant doit être proportionnel à l'accroissement de densité et au magnétisme de l'aimant.

A. Potier.

IL NUOVO CIMENTO.

3e série. — Tomes I et II. — Année 1877.

A. NACCARI et M. BELLATI. — Sur l'influence de l'aimantation, sur la conductibilité thermique du fer, p. 72-89 et 107-125.

Dans un travail qui a eu un certain retentissement, le physicien Véronais Maggi avait affirmé qu'en étudiant, par une méthode analogue à celle de de Senarmont, la conductibilité thermique dans une plaque circulaire de fer doux, placée sur les pôles d'un puissant électro-aimant en fer à cheval, la courbe dessinée par la cire fondue était une ellipse dont le grand axe était perpendiculaire à la ligne passant par les pôles de l'aimant. Elle était au contraire circulaire lorsque la plaque était à l'état naturel. Des doutes se sont élevés, depuis Maggi, sur cette expérience, et MM. Naccari et

Bellati, après avoir essayé de la réaliser par une foule de moyens différents, sont amenés à conclure que, si l'effet observé par Maggi est réel, il est beaucoup moins marqué que ne le dit ce physicien, et qu'on ne peut l'empêcher de se confondre avec les erreurs d'expérience. En relevant les détails de l'expérience de Maggi, il me semble probable que ce physicien, malgré ses précautions, n'avait pas évité, dans son unique expérience, la soustraction de chaleur produite par le contact de l'électro-aimant, et qu'il en était résulté une perturbation qui, uniformisée au travers de la plaque, s'était traduite, à la partie supérieure, par une forme elliptique grossière dans la courbe dessinée par le bourrelet de cire fondue.

Dr A. BARTOLI. — Appareil pour étudier la polarisation galvanique, p. 133-139.

L'appareil de M. Bartoli offre une élégante réalisation d'une idée qui n'est pas nouvelle, et qui consiste à mettre en évidence l'existence d'un courant très-faible, en faisant servir les bulles invisibles qu'il produit sur une électrode en fil de platine à provoquer une ébullition violente dans un liquide surchauffé. Le fil de platine, rendu inactif par un procédé convenable, est placé à demeure dans le liquide surchauffé, et débouche à la partie supérieure d'une petite ampoule qui se vide brusquement de son eau, par suite de la vapeur qui s'y forme, quand on fait passer par le fil le courant de décharge d'une bouteille de Leyde, ou seulement l'étincelle d'une bonne machine électrique.

E. BELTRAMI. — Sur la détermination expérimentale de la densité électrique à la surface des corps conducteurs, p. 215-234.

L'auteur, trouvant insuffisantes toutes les considérations que l'on fait valoir d'ordinaire pour fixer *a priori* la charge du plan d'épreuve employé par Coulomb, essaye de résoudre mathématiquement le problème pour une autre forme de corps d'épreuve, qui soit plus accessible que le plan à une analyse exacte. Il choisit pour cela une demi-sphère de rayon très-petit par rapport aux dimensions du corps à étudier, et qui s'applique parfaitement sur celui-ci par sa face diamétrale plane. Il trouve que cette demi-sphère prend une charge triple de celle que portait avant le contact la surface qu'elle recouvre.

H.-A. RIGHI. — Recherches expérimentales sur les décharges électriques, p. 234-269, et t. II, p. 28-39.

Parmi les points nombreux abordés par M. Righi, nous choisissons ceux qui sont relatifs à l'influence qu'exerce sur la forme de l'étincelle la grandeur de la résistance interposée dans le circuit. Ils visent, comme on va voir, à expliquer les différences qui existent entre l'étincelle des machines et celle des bobines d'induction.

Quand le conducteur qui réunit les boules à étincelles aux armatures du condensateur est peu résistant, l'étincelle a la forme et l'aspect bien connus. Elle est droite ou sinueuse, suivant sa longueur, elle a une section assez uniformément circulaire, et, comme elle est parfaitement transparente pour la lumière qu'elle émet, elle est plus lumineuse vers son centre que vers ses bords. Quand on force la décharge à parcourir des colonnes d'eau distillée de résistance graduellement croissante, l'étincelle acquiert des aspects très-divers que l'on peut rapporter à quatre types principaux : 1° étincelle blanche ordinaire (celle que nous venons de décrire) ; 2° étincelle jaune ; 3° étincelle rouge composée, ou plutôt multiple ; 4° étincelle multiple blanche ou violette.

L'interposition d'une colonne d'eau de 25^{mm} de diamètre et de 20^{mm} de longueur suffit à modifier l'aspect de l'étincelle ordinaire, qui s'accompagne alors d'une auréole au voisinage des boules. Si la résistance augmente, l'étincelle s'élargit et devient diffuse et jaunâtre ; les extrémités sont plus lumineuses et blanchâtres, et, avec de grandes distances explosives, il y a un trait blanc dans l'axe. L'aspect rappelle tout à fait celui des étincelles d'induction munies d'une auréole.

En augmentant encore la résistance, on voit apparaître sur les balles des aigrettes rouges, puis on voit jaillir un très-grand nombre de traits lumineux plus ou moins divergents, rouges avec les extrémités blanches, produisant un bruit très-faible : c'est l'étincelle du troisième type.

Avec une colonne d'eau de 2^{mm} de diamètre et de $0^{m},50$ au plus de longueur, on voit l'étincelle multiple du troisième type augmenter d'éclat. Les traits lumineux deviennent blancs ou violets, et se distribuent à peu près dans un plan vertical, ce

que faisaient déjà, du reste, ceux du troisième type pour de faibles distances explosives. Le son qui se produit est plus fort et plus prolongé : c'est le quatrième type. Pour deux résistances plus grandes, la décharge devient discontinue et se fait sous forme d'étincelles successives, tout comme si la machine de Holtz n'avait pas son condensateur. Les étincelles du troisième et du quatrième type paraissent au contraire simultanées, et ce qui pourrait appuyer cette idée, c'est qu'en augmentant la capacité du condensateur on ne fait qu'augmenter le nombre des traits lumineux qui les constituent ; mais il est facile de montrer qu'elles se produisent les unes après les autres. Il suffit de ranimer l'influence qu'exerce sur elles un courant d'air.

Les étincelles du premier type ne sont pas modifiées par le jet gazeux, celles du second se comportent comme dans les expériences bien connues de Perrot, et se partagent, lorsque la différence de potentiel est grande, en un trait lumineux qui reste rectiligne, et une auréole qui se recourbe dans le sens du courant d'air.

Les étincelles du troisième type sont, à égalité de vitesse du jet gazeux, plus fortement déviées que celles du second, et tous les traits lumineux qui les composent s'infléchissent, puis se brisent en leur milieu. Même effet avec les étincelles du quatrième type, qui peuvent en outre, si le courant d'air est suffisamment fort, être remplacées par des étincelles simples, se succédant rapidement, comme si la résistance était devenue plus grande qu'elle ne l'est réellement.

Dans cette manière d'opérer, l'étincelle s'allonge sous l'influence du courant d'air, dont l'action propre se complique de l'augmentation de résistance produite. Pour éliminer ce dernier effet, on produit l'étincelle entre deux tiges de laiton à peu près parallèles, fixées par des bouchons de liége à l'intérieur d'un tube de verre qu'on fait traverser par un courant d'air. En rapprochant un peu plus ces tiges du côté où l'air arrive, on peut faire que l'étincelle passe de préférence en ce point; on voit alors, aussitôt que le courant gazeux est établi, l'étincelle du second type se dilater de façon à occuper $0^m,03$ ou $0^m,04$ de la longueur des tiges, celle du troisième type distribuer ses jets lumineux sur une longueur de $0^m,10$, celle du quatrième courir le long des tiges en donnant des traits lumineux distincts les uns des autres.

En regardant alors ces étincelles du troisième et du quatrième type dans un miroir tournant, on voit que chacun des traits brillants se produit après ceux qui sont au-dessous de lui dans la verticale et avant ceux qui sont au-dessus. Il est dès lors évident que chaque nouvelle étincelle se produit dans le filet d'air déjà réchauffé par l'étincelle précédente, et dont les positions successives, sous l'action du courant d'air, sont mises en évidence par les traits lumineux qui le traversent. On s'explique aussi de la même façon pourquoi les étincelles élémentaires que l'on observe dans l'air sont contenues dans un même plan vertical.

On peut rapprocher ces expériences et leur explication d'un phénomène analogue, découvert par M. Fernet, avec l'étincelle de la bobine de Ruhmkorff.

A. ROITI. — Expériences de cours, p. 205-210.

Description de deux appareils destinés, l'un à montrer les effets de l'interférence de deux systèmes d'ondes, l'autre à rendre évidents les effets de la traction sur un fil métallique.

PH. CINTOLESI. — Sur un phénomène d'optique physiologique, p. 211-216.

En regardant, au travers des fentes d'un disque tournant, une paroi blanche éclairée par le soleil, on la voit colorée d'une belle teinte violette, lorsque la vitesse est telle qu'il s'écoule environ $\frac{23}{1000}$ de seconde entre le passage de deux fentes successives devant l'œil.

A. NACCARI et BELLATI. — Sur le rapport entre la contraction transversale et l'allongement de l'unité de longueur dans le caoutchouc, p. 217-240.

Les auteurs montrent que ce rapport, auquel Cagniard de Latour a trouvé la valeur 0,25, et Wertheim la valeur 0,33 pour le laiton, et qui, d'après Röntgen, peut atteindre la valeur 0,50 pour le caoutchouc, est une quantité variable, au moins pour cette dernière substance. En opérant par la méthode de Regnault, sur quatre tubes de caoutchouc provenant de la même fabrique, ils ont trouvé des nombres variant entre 0,31 et 0,41.

E. DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Il nuovo Cimento.

3ᵉ série. — Tome I. — Année 1877.

Fr. Rossetti. — *Nouvelles expériences avec le radiomètre de M. Crookes*, p. 5.

Eug. Beltrami. — *Considérations sur une loi potentielle*, p. 40.

Giu. Pisati et G. Saporito Ricca. — *Sur la ténacité du fer à diverses températures*, p. 35.

A. Naccari et Bellati. — *Sur l'influence de l'aimantation sur la conductibilité thermique du fer*, p. 72 et 107.

Eug. Beltrami. — *Sur quelques questions d'électrostatique*, p. 139.

G. Pisati. — *Sur l'élasticité des métaux à diverses températures*, p. 181.

E. Beltrami. — *Sur la détermination expérimentale de la densité électrique à la surface des corps conducteurs*, p. 215.

A. Righi. — *Recherches expérimentales sur les décharges électriques*, p. 234.

3ᵉ Série. — Tome II. — Année 1877.

G. Ricci. — *Sur la théorie électrodynamique de Maxwell*, p. 5 et 93.

A. Righi. — *Recherches expérimentales sur les décharges électriques*, p. 28.

G. Luvini. — *Miroir vibrant pour la recomposition des couleurs du spectre*, p. 39.

A. Roiti. — *Sur la propagation du son dans la théorie actuelle des gaz*, p. 42.

Franc. Pierucci. — *Sur une modification de la machine de Holtz de seconde espèce*, p. 117.

Rossetti. — *Sur la température des flammes*, p. 126.

G. Pisati. — *Sur l'élasticité des métaux à diverses températures*, p. 137.

G. Pisati. — *Sur la dilatation, la capillarité et la viscosité du soufre fondu*, p. 154.

A. Righi. — *Recherches expérimentales sur l'interférence de la lumière*, p. 161.

A. Roiti. — *Expériences de cours*, p. 205.

Ph. Cintolesi. — *Sur un phénomène d'optique physiologique*, p. 211.

A. Naccari et Bellati. — *Sur le rapport entre la contraction transversale et l'allongement de l'unité de longueur dans le caoutchouc*, p. 217.

G. Basso. — *Phénomènes de magnétisme observés avec le radiomètre*, p. 240.

H. Belti. — *Sur le potentiel d'un système de conducteurs isolés chargés d'électricité et de corps mauvais conducteurs électrisés d'une façon quelconque*, p. 249.

DE LA DISPERSION ANOMALE;

PAR M. HURION,

Professeur à l'École Normale supérieure de Cluny.

La plupart des faits relatifs à la dispersion anomale, ou distribution irrégulière des couleurs dans le spectre, exposés dans ce Recueil([1]), ont fait l'objet des recherches de MM. Le Roux, Christiansen et Kundt.

Conduit, par ses études sur les indices de réfraction des vapeurs ([2]), à examiner le spectre donné par un prisme à vapeur d'iode, M. Le Roux a remarqué que, dans ce spectre composé de deux parties rouge et bleue, cette dernière couleur était la moins déviée, contrairement à ce qu'on observe d'ordinaire. D'après les conseils de M. Mascart, j'ai essayé de répéter cette expérience intéressante et de mesurer, d'une manière approchée, la dispersion négative de la vapeur d'iode, qui, d'après certains détails d'expérience donnés par M. Le Roux([3]), devait être comparable à la dispersion positive du verre.

Un prisme, formé d'un tube de verre de 5^c de diamètre, taillé en biseau à chaque extrémité et fermé par des glaces, fut placé dans l'intérieur d'une étuve cylindrique horizontale. Ce prisme, contenant des morceaux d'iode, pouvait être mis en communication avec une machine pneumatique. Deux glaces fermant l'étuve livraient passage au faisceau lumineux émanant d'un collimateur à fente, et le spectre était étudié à l'aide d'une lunette astronomique munie d'un micromètre oculaire. Si l'on a le soin de choisir des glaces à faces parallèles pour fermer le prisme et l'étuve, et d'utiliser les parties centrales des objectifs du collimateur et de la lunette, le phénomène devient visible à basse température et peut être mesuré vers 100°. Les précautions indiquées sont indispensables si l'on ne veut pas que les défauts d'achromatisme viennent masquer la dispersion propre du prisme.

([1]) *Journal de Physique*, t. Ier, p. 38, 45 et 68.
([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXI, p. 345.
([3]) *Comptes rendus*, t. LV, p. 126.

Pour faire une expérience, on éclairait la fente du collimateur, soit avec la lumière solaire, soit avec des étincelles d'induction jaillissant entre des fils de cadmium, et l'on repérait la position de l'image sur le micromètre. Quand la température avait été maintenue constante, pendant une heure environ, à l'aide d'un courant de vapeur d'eau, on notait la position de l'image rouge et de l'image bleue. Dans toutes ces expériences on prenait soin d'utiliser la partie centrale de l'œil et l'on s'assurait que les fils du micromètre restaient bien en coïncidence avec l'image observée quand on déplaçait l'œil devant l'oculaire.

La déviation produite s'est trouvée voisine de 60 divisions du micromètre pour l'image rouge et de 55 divisions pour l'image bleue. Une division du micromètre valait 1″,3. Le degré de précision est de $\frac{1}{13}$ environ. L'appareil une fois refroidi, on faisait dans le prisme un vide approché et l'on comparait la déviation produite par une variation de pression connue à la déviation produite par la vapeur d'iode. Cette comparaison dispensait de la mesure de l'angle du prisme.

D'ailleurs, le prisme renfermant à 100° un mélange d'air et de vapeur d'iode, il était nécessaire, pour le calcul des indices, de déterminer la proportion relative de ces deux substances. Il suffisait pour cela de mesurer la tension de la vapeur d'iode à 100°. Pour y parvenir, j'ai construit deux tubes barométriques renfermant une petite couche de paraffine; l'un d'eux contenait, en outre, de petits morceaux d'iode; le but de la paraffine était d'empêcher le contact direct du mercure et de la vapeur d'iode. Les deux tubes ayant été disposés parallèlement dans un manchon traversé par un courant de vapeur d'eau, la différence de niveau s'est trouvée d'à peu près 50^{mm}. Ce nombre représente la tension de la vapeur d'iode à la température des expériences.

Ces données, jointes à la connaissance de l'indice de l'air, permettent de calculer, par les procédés habituels, les indices de la vapeur d'iode pour le rouge et le violet. J'ai trouvé les valeurs suivantes :

Indice du rouge.............	1,0205
Indice du violet.............	1,019

ce qui donne, pour dispersion négative de la vapeur d'iode, le nombre 0,06, très-voisin du pouvoir dispersif positif du flint. En

admettant que le pouvoir réfringent d'un corps est indépendant de son état physique, on trouverait, en partant des données précédentes, que les indices de l'iode solide sont les suivants :

Lumière rouge................	1,89
Lumière bleue..........	1,83

Mais on peut calculer ces nombres en mesurant les indices d'une solution titrée d'iode dans le sulfure de carbone. Je me suis occupé de cette détermination ou, plus exactement, de la comparaison des indices d'une solution d'iode au $\frac{1}{100}$ avec les indices du dissolvant.

Comme les différences à évaluer étaient de même ordre que les changements d'indice du sulfure de carbone provenant des variations habituelles de température, j'ai dû recourir à un artifice. Deux prismes creux de même angle et superposés ont été obtenus de la manière suivante. On a creusé dans un prisme de verre un canal perpendiculaire au plan bissecteur de l'angle dièdre; on a disposé à l'intérieur une cloison médiane perpendiculaire aux arêtes du prisme, et le tout a été fermé par des glaces collées sur les faces primitives du prisme de verre.

L'un des compartiments étant rempli de la dissolution et l'autre de sulfure de carbone, l'ensemble des deux prismes fut placé sur le trajet d'un faisceau de lumière solaire émanant d'un collimateur. En recevant le faisceau émergent dans une lunette, on voyait deux spectres superposés et l'on pouvait mesurer la distance angulaire des deux images d'une même raie. Pour achever l'expérience, on déterminait, par la méthode ordinaire, les indices du sulfure de carbone pour les raies considérées.

La solution d'iode employée était très-transparente; on n'était pas obligé dès lors de n'utiliser que la portion du prisme très-voisine de l'arête, ce qui, comme on sait, enlève beaucoup de garantie aux expériences. Cette méthode m'a donné les résultats suivants :

Indices.

Nom des raies.	Sulfure de carbone.	Solution d'iode.	Différences.
C.............	1,621904	1,622141	0,000237
G.............	1,677190	1,67735	0,000160

En admettant, avec Wüllner (1), que le pouvoir réfringent d'un mélange est la somme des pouvoirs réfringents des corps qui le constituent, on déduit des nombres précédents les indices de l'iode solide.

Ces indices sont

Pour le rouge....	2,07
Pour le bleu.....	1,98

nombres voisins de ceux précédemment obtenus.

Cette nouvelle expérience m'a permis de constater que l'iode en solution conserve sa dispersion anomale, et je me suis trouvé conduit à faire quelques expériences relatives à la dispersion des liquides fortement colorés.

La méthode du prisme ayant fait l'objet de certaines critiques que j'ai rappelées plus haut, j'ai cherché d'autres procédés de mesure, et tout d'abord j'ai mis en pratique la méthode de la réflexion totale indiquée par M. Christiansen (2).

Fig. 1.

B A

D C

Après avoir choisi un prisme de verre ABC, rectangle en A, dont l'angle B était supérieur à l'angle limite correspondant au passage de la lumière du verre dans l'air, j'ai appliqué contre sa face hypoténuse un second prisme BCD d'un angle très-peu différent. La face AB était éclairée normalement par le faisceau lumineux émanant d'un collimateur; mais ce faisceau, subissant en BC la réflexion totale, n'était pas visible à travers l'ensemble des deux prismes. Si alors on interposait une mince couche du

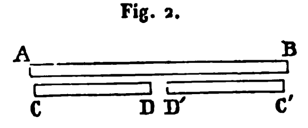
(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XIV, p. 498.
(2) *Annales de Poggendorff*, t. CXLIII, p. 250.

liquide à étudier entre les faces BC des deux prismes, on voyait, en regardant par la face CD, un spectre très-peu étalé, et l'on constatait qu'il fallait incliner la face AB sur le rayon incident d'angles variables pour amener la disparition successive des différentes couleurs.

En prenant comme source de lumière des étincelles d'induction jaillissant entre deux fils de cadmium et observant le spectre avec une lunette, on pouvait déterminer, d'une manière assez exacte, l'inclinaison de la face AB correspondant à la disparition d'une raie connue. Il suffisait alors de mesurer les indices du prisme ABC, ainsi que son angle B, pour avoir tous les éléments nécessaires au calcul des indices de la solution. Cette méthode, appliquée à l'étude de quelques solutions de fuschine, m'a permis de constater la variation brusque des indices dans le voisinage des bandes d'absorption. Cette variation avait été signalée déjà par MM. Christiansen et Kundt. Pour le permanganate de potasse, les nombres obtenus ne diffèrent de ceux de M. Kundt que d'une unité de troisième ordre décimal; c'est à peu près la limite de précision de la méthode.

Désirant employer d'autres procédés pour mettre en évidence la dispersion anomale, j'ai eu recours aux franges de Talbot, dont la théorie a été présentée dans ce recueil par M. Mascart [1] et j'ai même employé deux parallélépipèdes de verre dont il s'était servi pour d'autres expériences [2]. Ces parallélépipèdes produisaient entre les deux faisceaux interférents un écart voisin de $0^m,034$. Une sorte de cuve (*fig.* 2) à paroi mobile était placée sur le trajet de ces faisceaux.

Fig. 2.



Cette cuve était constituée par une première glace AB collée sur une pièce fixe verticale; deux glaces CD, C'D', situées dans un plan parallèle à AB, étaient commandées par une vis micrométrique qui les approchait ou les éloignait en même temps de la

(1) *Journal de Physique*, t. Ier, p. 182.
(2) *Journal de Physique*, t. III, p. 310.

glace AB. Les deux faisceaux interférents traversaient, l'un la glace CD, l'autre la glace C'D'.

Quand les glaces mobiles avaient été amenées très-près de la glace fixe, on introduisait entre AB et CD une goutte de dissolvant et entre AB et C'D' une goutte de dissolution. On éclairait avec la lumière solaire et l'on réglait les franges. Pointant alors la lunette sur une raie connue, on agissait sur la vis pour faire varier l'épaisseur des deux couches liquides que les phénomènes capillaires maintenaient entre les glaces. On comptait le nombre de franges qui passaient sous le fil du réticule pour un déplacement donné de la vis. Cette expérience donne directement la différence entre les indices de la dissolution et du dissolvant, et permet d'étudier la dispersion des liquides colorés.

Cette méthode, d'une application moins facile que la précédente, m'a cependant conduit à des résultats semblables dans le cas d'une solution de permanganate de potasse.

En résumé, toutes ces expériences, exécutées au laboratoire de M. Mascart, sont venues confirmer les résultats obtenus déjà par MM. Le Roux, Christiansen et Kundt.

SUR LES VARIATIONS QUE SUBIT L'AIMANTATION D'UN BARREAU D'ACIER QUAND ON FAIT VARIER SA TEMPÉRATURE;

PAR M. J.-M. GAUGAIN.

1. Lorsqu'un barreau d'acier a été aimanté à une température très-élevée (de 400° à 500°) et qu'on le laisse refroidir, son magnétisme ne s'abaisse pas seulement, mais il devient tout à fait nul et finit par changer de signe; de sorte que, si le barreau a été aimanté à chaud dans un certain sens, il se trouve aimanté en sens inverse quand il est revenu à la température ordinaire. Alors, si on le chauffe de nouveau, le magnétisme inverse, qui est toujours assez faible, s'anéantit et l'on voit reparaître le magnétisme primitif, dont la valeur est généralement plus considérable. Quand le barreau se refroidit, on obtient des changements de signe inverses; ces interversions de magnétisme peuvent être reproduites un grand nombre de fois sur le même barreau, sans qu'il soit nécessaire de le réaimanter.

Réciproquement un barreau qui a été aimanté à froid et que l'on porte à une température élevée peut présenter à cette température une aimantation inverse de celle qu'il a reçue à froid.

J'ai constaté ces divers changements de signe sur un très-grand nombre de barreaux, les uns en acier fondu de Sheffield, les autres en acier doux de la marque *Petin-Gaudet;* les uns et les autres avaient été préalablement chauffés un grand nombre de fois au rouge-cerise et jamais aucun d'eux n'avait été trempé.

2. Pour expliquer les faits que je viens d'exposer, je suppose que les barreaux qui présentent les phénomènes d'interversion dont il s'agit renferment à la fois deux couches de magnétisme contraire, qui sont différemment modifiées par les variations de température que l'on fait subir au barreau. Cette hypothèse m'a conduit à exécuter des recherches assez étendues sur l'aimantation d'un *système* formé d'un tube d'acier et d'un noyau de même métal remplissant le vide du tube ; je vais indiquer les principaux résultats auxquels ces recherches m'ont conduit :

Si l'on introduit, à la température ordinaire, dans un tube d'acier aimanté, un noyau cylindrique de même métal à l'état neutre et qu'on retire celui-ci au bout de quelques instants, on le trouve faiblement aimanté dans le même sens que le tube. Mais si, après avoir placé le noyau cylindrique dans le tube, on échauffe le système avec une lampe, de manière à porter sa température à 300° environ, qu'on le laisse refroidir et qu'après le refroidissement on sépare le tube du noyau, on trouve que le tube a perdu une grande partie de son aimantation primitive et que le noyau a pris une aimantation inverse.

On obtient des résultats tout à fait analogues à ceux que je viens d'indiquer lorsqu'on introduit dans un tube d'acier, à l'état neutre, un noyau de même métal aimanté ; si l'on opère à la température ordinaire, le tube, lorsqu'on le sépare du noyau, se trouve aimanté dans le même sens que lui ; quand, au contraire, on échauffe le *système* et qu'on ne sépare le tube du noyau qu'après le refroidissement, on trouve que le tube a pris l'aimantation inverse.

Pour que l'échauffement du *système* développe dans l'une de ses parties (tube ou noyau) le magnétisme inverse dont il vient d'être question, il n'est pas indispensable que cette partie soit à

l'état neutre. Si les deux parties sont aimantées dans le même sens, mais inégalement, et qu'il existe une différence suffisante entre leurs aimantations, la plus faible de ces aimantations est intervertie lorsqu'on échauffe le *système*.

3. Maintenant considérons le cas où le *système* est aimanté par le procédé d'Elias : si l'aimantation s'exécute à la température ordinaire, on trouve que le tube et le noyau séparés l'un de l'autre sont aimantés dans le même sens ; c'est un fait que M. Jamin a constaté (*Comptes rendus*, 15 février 1875). On obtient encore le même résultat lorsqu'on aimante le système à une température élevée (de 300° à 400°) et qu'on sépare le tube du noyau immédiatement après l'aimantation effectuée ; mais quand, après avoir aimanté le *système* à chaud, on laisse refroidir le tube et le noyau en contact l'un avec l'autre, on trouve, lorsqu'on les sépare après le refroidissement complet, qu'ils sont généralement aimantés en sens inverse l'un de l'autre : ce n'est que dans un cas particulier qu'ils sont aimantés dans le même sens ; le signe de l'aimantation varie avec l'épaisseur du tube, la force coercitive de l'acier et l'intensité du courant dont on s'est servi pour développer l'aimantation.

J'ai exécuté une série d'expériences sur des tubes dont les épaisseurs étaient $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$ et 1^{mm} ; tous ces tubes avaient 10^{mm} de diamètre extérieur et environ 300^{mm} de longueur ; ils avaient été tirés et fabriqués, ainsi que les noyaux qui les remplissent, avec l'acier qu'on connaît dans le commerce sous le nom d'acier doux *Petin-Gaudet*.

Le tableau suivant contient les résultats obtenus en opérant sur le tube de 1^{mm}.

I.	M.	M'.	*m*.	*m'*.
3,5	+ 5,2	+ 7,0	− 2,0	+ 6,0
7,3	+ 10,0	+ 18,0	− 4,2	+ 16,0
14,6	+ 45,0	+ 32,1	+ 6,2	− 5,2
20,7	+ 73,1	+ 13,8	+ 19,5	− 24,5
39,5	+ 82,0	− 12,0	+ 18,8	− 33,1

Les nombres inscrits dans la colonne marquée I représentent les intensités des courants dont je me suis servi pour effectuer l'aimantation.

Les lettres M et M′ désignent respectivement les valeurs des aimantations du noyau et du tube lorsque celles-ci sont mesurées immédiatement après l'aimantation effectuée, avant le refroidissement.

Les lettres *m* et *m′* désignent respectivement les valeurs des aimantations du noyau et du tube, mesurées après le refroidissement du système.

Je considère comme positive l'aimantation *directe* et comme négative l'aimantation *inverse ;* j'appelle aimantation *directe* celle qui serait communiquée par le courant à la température ordinaire, soit au tube, soit au noyau.

A l'inspection du tableau, on voit que le magnétisme *m* du noyau *inverse* pour les courants faibles 3,5 et 7,3 devient *direct* quand l'intensité du courant augmente et qu'au contraire l'aimantation *m′* du tube, *directe* avec les courants 3,5 et 7,3, devient *inverse* pour des courants d'intensité plus grande.

Ces résultats peuvent être regardés comme la conséquence du fait plus simple que j'ai signalé dans le numéro précédent. Il résulte, en effet, du tableau ci-dessus qu'avant le refroidissement du système le noyau et le tube sont aimantés dans le même sens, que l'aimantation initiale M′ du tube l'emporte sur celle du noyau tant que le courant est faible et qu'au contraire l'aimantation M du noyau l'emporte sur celle du tube lorsque l'intensité du courant dépasse une certaine limite. D'après cela, c'est le magnétisme du noyau qui doit être interverti pendant le refroidissement, dans le cas des courants faibles, et c'est au contraire le magnétisme du tube qui doit subir l'interversion dans le cas des courants plus énergiques.

Quant aux rapports de grandeurs différentes qui s'établissent entre les deux aimantations M et M′, suivant que le courant est plus ou moins intense, on peut s'en rendre compte en partant de ce principe posé par M. Jamin, que le courant pénètre à une profondeur d'autant plus grande qu'il est plus énergique.

Les expériences exécutées sur les tubes de $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{4}$ de millimètre m'ont donné des résultats tout à fait analogues à ceux que je viens d'exposer.

4. Maintenant, lorsqu'on a aimanté, à une température élevée un *système* formé d'un tube et d'un noyau d'acier, et qu'on le

laisse refroidir sans le diviser, son aimantation subit toujours, pendant le refroidissement, une diminution considérable ; mais quelquefois cette aimantation s'affaiblit sans cesser de rester *directe*, et quelquefois elle change de signe après être devenue nulle. Dans le premier cas un réchauffement du système ne produit qu'une recrudescence d'aimantation ; dans le second cas l'aimantation est intervertie par le réchauffement et redevient *directe* à une certaine température. Les choses, comme on le voit, se passent absolument de la même manière que lorsqu'on opère sur un barreau plein (n° 1).

Or, pour un *système* formé d'un tube et de son noyau, on ne peut guère douter que l'interversion du magnétisme ne soit due à l'aimantation *inverse* du tube ; il paraît donc probable que, pour un barreau plein, la même interversion est également due à la présence d'une couche de magnétisme *inverse* résidant dans une certaine partie du barreau.

5. Dans le cas d'un *système* les modifications que la chaleur fait éprouver soit au magnétisme *direct* du noyau, soit au magnétisme *inverse* du tube, dépendent de la température à laquelle a été développée l'aimantation ; lorsque cette température est comprise entre 300° et 400°, le réchauffement du *système* augmente le magnétisme *direct* du noyau en même temps qu'il diminue le magnétisme *inverse* du tube. Ces deux modifications tendent l'une et l'autre à augmenter l'aimantation du *système* et rendent compte des résultats indiqués dans le numéro précédent.

PHOTOGRAPHIE DU SOLEIL;

PAR M. JANSSEN,

Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique de Meudon.

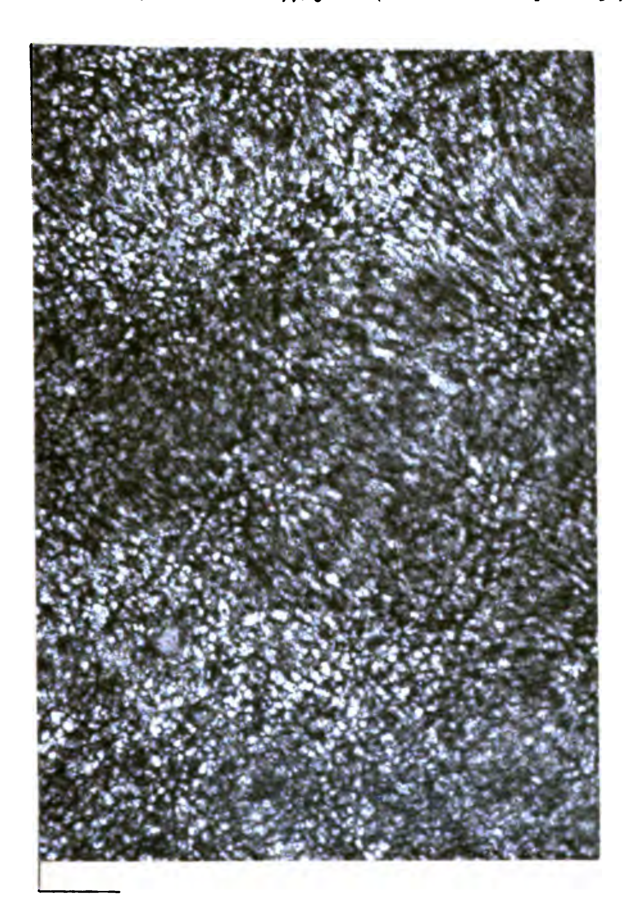
Jusqu'ici la Photographie solaire, considérée comme moyen de description de la surface de l'astre, est restée très-inférieure à l'observation optique dans les grands instruments.

En étudiant les conditions dans lesquelles les photographies solaires étaient obtenues jusqu'ici, j'ai été conduit à reconnaître que la cause principale qui s'opposait à la reproduction, sur ces

Journal de Physique théorique et appliquée, tome VII (juin 1878).

OBSERVATOIRE DE MEUDON.

Surface solaire, 10 octobre 1877, $9^h 36^m$ (diamètre du disque $0^m,92$).



ÉPREUVE PHOTOGLYPTIQUE,
obtenue sans aucune retouche.



photographies, des détails de la surface solaire, tenait à un phénomène qu'on peut nommer l'*irradiation photographique* (sans rien préjuger sur sa cause) et en vertu duquel une image photographique, quand elle est formée par une lumière très-vive, prend sur le cliché des dimensions plus grandes que ses dimensions réelles. Ce phénomène est très-frappant dans toutes les photographies d'éclipses totales qui ont été obtenues depuis 1860; on voit les images des protubérances empiéter sur le disque lunaire d'une quantité qui s'élève quelquefois à 10″, 20″ d'arc et plus.

On comprend que si les détails de la surface solaire, les granulations par exemple, sont d'un ordre de grandeur inférieur à la valeur de cette irradiation, il doit être impossible de les obtenir avec quelque netteté. Or on sait que les granulations ont en général un diamètre moyen d'environ 1″ d'arc, et nous venons de voir l'irradiation atteindre, même pour la lumière beaucoup plus faible des protubérances, une valeur 20 fois plus considérable.

Il m'a paru que la solution de cette difficulté était dans l'agrandissement de l'image, combiné avec une diminution dans le temps de l'action lumineuse sur la plaque sensible.

Dans cette voie, on rencontre une triple chance de succès. D'une part, l'irradiation diminue rapidement avec l'augmentation des diamètres des images, surtout si le temps de pose diminue en même temps; d'autre part, les dimensions des détails à reproduire augmentant, ces détails doivent s'obtenir beaucoup plus facilement. Enfin les imperfections de la couche sensible prennent moins d'importance relative.

Mais il est surtout une circonstance qui devient alors très-favorable à l'obtention d'images très-précises. J'ai reconnu, en effet, que, dans les très-courtes poses, le spectre photographique se réduit à une bande très-étroite, c'est-à-dire que les rayons qui agissent alors pour former l'image photographique appartiennent à un petit groupe presque monochromatique. Si l'on considère que le spectre oculaire est au contraire très-étendu, on sera conduit à reconnaître que la Photographie peut donner, dans les conditions où nous nous plaçons, des images beaucoup plus précises que l'observation oculaire.

Il est vrai que les difficultés d'ordre photographique augmentent

avèc la grandeur des images, mais ces difficultés peuvent être surmontées avec du soin et de la persévérance.

Aussi, depuis le commencement de ces études, en 1874, ai-je constament tendu vers l'obtention d'images solaires de plus en plus grandes. Les diamètres de nos images ont été portés successivement à $0^m,12$, $0^m,15$, $0^m,20$ et $0^m,30$.

En même temps qu'on augmentait les dimensions, on perfectionnait la constitution de la couche sensible et le mode de développement du cliché. Sur ces derniers points, je dirai que les images solaires demandent des procédés photographiques d'une très-grande perfection; ici, les plus petits défauts sont révélés impitoyablement, et, comme les détails à mettre en évidence sont d'une délicatesse extrême, il faut que la couche soit d'une finesse et d'une pureté irréprochables. Le coton-poudre doit être préparé à une haute température pour donner une couche d'une grande finesse.

Le développement de l'image doit être graduel; commencé au fer, nous le terminons à l'acide pyrogallique additionné de nitrate d'argent (1).

La mise au point doit être rigoureuse. Elle varie avec la saison, et même avec les heures du jour, à cause de la variation de température de l'objectif et du tube qui le porte. Dans notre instrument, l'oculaire est rendu mobile, et sa position est repérée par un cercle finement divisé.

Le temps de pose est réglé par un mécanisme où l'égalité des mouvements est réalisée rigoureusement, afin d'obtenir un temps de pose égal dans toutes les parties de l'image.

La durée de la pose se mesure au diapason; elle doit être extrêmement courte. En été, la durée de cette action pour les images de $30^c,5$ est comprise entre $\frac{1}{2000}$ et $\frac{1}{3000}$ de seconde par rapport à la lumière directe du Soleil, qui tomberait sur la couche sensible sans être ni concentrée ni dispersée par un milieu réfringent.

C'est une durée d'action extrêmement courte qui nécessite un développement lent et soutenu; mais alors l'image exempte d'irra-

(1) J'ai été assisté dans ces travaux, pour les opérations photographiques, par M. Arentz.

diation sensible apparaît avec des détails, et montre des phénomènes dont nous avons maintenant à nous occuper.

La Planche ci-jointe est une photographie d'une portion de la surface solaire.

Cette photographie résulte d'un agrandissement au triple d'une portion d'une épreuve originale de 305^{mm} de diamètre. Le cliché de cet agrandissement a servi à faire un contre-type, qui a ensuite été reproduit par la photoglyptie.

Ce qui est ici d'un haut intérêt, c'est que la main humaine n'est intervenue en rien pour la production de cette image, qui est entièrement due à l'action de la lumière.

On a beaucoup étudié la surface photosphérique dans les grands instruments d'optique. Cette étude a conduit à admettre dans cette couche solaire la présence d'éléments granulaires sur la forme et les dimensions desquels on n'est pas encore d'accord. Nos lecteurs se rappellent les discussions qui se sont élevées sur des formes rappelant les grains de riz, les feuilles de saule, etc. Nous ne reprendrons pas cette discussion. La Photographie est maintenant en état de résoudre la question. Aussi, dans le travail que nous poursuivons, et dont nous donnons seulement ici les prémisses, nous attachons-nous surtout à l'étude des clichés, qui sont désormais les documents les plus importants à consulter.

Nos photographies montrent la surface solaire couverte d'une fine granulation générale. La forme, les dimensions, les dispositions de ces éléments granulaires sont très-variées. Les grandeurs varient de quelques dixièmes de seconde à 3 et 4″. Les formes rappellent celles du cercle et de l'ellipse plus ou moins allongée, mais souvent ces formes régulières sont altérées.

Cette granulation se montre partout, et il ne paraît pas tout d'abord qu'elle présente une constitution différente vers les pôles de l'astre. Il y aura cependant à revenir sur ce point.

Je signale encore ce fait très-important, mis en évidence d'une manière très-certaine par les photographies, celui de points nombreux très-obscurs se montrant dans les régions à granulation régulière et qui indiquent que la couche photosphérique doit avoir une épaisseur extrêmement faible.

Aussi la Photographie solaire est placée dès maintenant dans les conditions où elle peut nous révéler les faits les plus importants

sur la constitution du Soleil. C'est une méthode nouvelle qui s'ouvre devant nous et dont nous pouvons associer les efforts à ceux de l'analyse spectrale et de l'ancienne Optique, pour résoudre enfin définitivement les grands problèmes que soulève l'astre du jour.

SUR L'ÉBULLITION DES LIQUIDES SUPERPOSÉS;

PAR M. D. GERNEZ.

M. Magnus a annoncé, en 1836, que si l'on fait bouillir un mélange de deux liquides qui n'exercent pas d'action dissolvante l'un sur l'autre, la température du liquide bouillant est supérieure à la température normale d'ébullition du liquide le plus volatil soumis à la même pression, mais que la température de la vapeur émise par ce mélange est inférieure à cette température d'ébullition. Par exemple, un mélange d'eau et de sulfure de carbone étant chauffé sous la pression de $752^{mm},2$, la température du liquide bouillant était $47°$, celle de la vapeur $43°,5$, tandis que la température d'ébullition du sulfure de carbone seul sous la pression de $752^{mm},2$ est, d'après les expériences de M. Regnault, de $45°,75$.

Ces résultats ont été confirmés en 1854 par M. Regnault, qui a résumé en ces termes les diverses particularités du phénomène: « Les expériences que j'ai faites sur l'ébullition de deux liquides insolubles superposés, le plus volatil formant la couche inférieure, montrent que cette ébullition est toujours très-irrégulière et que le thermomètre, même lorsqu'il se trouve seulement dans la vapeur, éprouve de grandes variations suivant la manière dont la chaleur est appliquée au fond de la chaudière et suivant l'énergie plus ou moins grande de l'ébullition. Ce n'est que sous certaines pressions, et quand l'ébullition est très-modérée, que l'on trouve que le thermomètre plongé dans la vapeur indique une température qui s'éloigne peu de celle à laquelle la somme des forces élastiques des deux vapeurs isolées est égale à la pression de l'atmosphère qui s'oppose à l'ébullition » (1).

Plus tard, M. Is. Pierre est arrivé à des conclusions analo-

---

(1) *Relation des expériences sur les machines à feu*, t. II, p. 742.

gues qu'il a fait connaître dans un Mémoire ([1]) où il signale quelques faits singuliers restés depuis sans explication. Il trouve du reste que la température d'ébullition est toujours notablement supérieure à celle où la somme des tensions maxima des deux vapeurs est égale à la pression qui s'exerce sur le mélange.

En étudiant cette question dans ses détails, j'ai trouvé les conditions dans lesquelles il convient de se placer pour éviter les perturbations accidentelles du phénomène, pour reproduire à volonté et même exagérer le retard qu'il présente, et pour amener sûrement, sans le faire bouillir, le mélange à une température égale et même supérieure à la température normale d'ébullition du liquide le *moins volatil.* Il suffit, pour cela, de prendre les précautions qui assurent d'une manière générale le retard de l'ébullition, c'est-à-dire d'éliminer toutes les causes qui peuvent laisser dans le liquide des traces d'air ou de gaz suffisantes pour amorcer le phénomène. Grâce aux dispositions que j'ai indiquées dans un Mémoire antérieur ([2]), on peut chauffer dans un tube, jusqu'au delà de 100°, du sulfure de carbone couvert d'une couche d'eau distillée, sous la pression ordinaire de l'atmosphère sans en provoquer l'ébullition. Si l'on ne réalise qu'incomplétement les conditions expérimentales du retard de l'ébullition, on observe toutes les irrégularités signalées par M. Regnault et qui s'expliquent aisément.

Qu'arrivera-t-il, au contraire, si l'on se place dans des conditions telles que le retard de l'ébullition ne soit plus possible? C'est ce qu'il est facile de prévoir, en se laissant guider par les résultats acquis relativement au mécanisme de l'ébullition. Il résulte, en effet, des expériences mêmes de M. Regnault, que dans le vide un mélange de deux liquides sans action chimique l'un sur l'autre émet des vapeurs dont la tension est presque rigoureusement égale à la somme des tensions maxima des deux vapeurs à la même température et qu'il en est de même dans les gaz. Si donc on amène une petite bulle gazeuse à la surface de séparation de deux liquides superposés que l'on chauffe, cette bulle se saturera bientôt des vapeurs émises par les deux liquides, grossira et ne pourra rester

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXVI, p. 169, et *Comptes rendus*, t. LXXIV, p. 224 (1872).

([2]) Recherches sur l'ébullition, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. IV, p. 335.

en équilibre qu'autant que sa force élastique restera inférieure à la pression qu'elle supporte. Dès que la température ambiante se sera élevée, de manière que la somme des tensions maxima des deux vapeurs soit égale à la pression qui s'exerce sur la bulle, celle-ci devrait prendre un volume infini pour qu'il y eût équilibre ; elle se dégagera donc, et, si l'on s'arrange de façon qu'il reste, après le dégagement, une amorce gazeuse à la surface de séparation des deux liquides, la production des bulles sera continue ; en d'autres termes, il y aura ébullition.

Pour soumettre ces prévisions au contrôle de l'expérience, je me suis servi de tubes de verre, de $0^m,02$ à $0^m,03$ de diamètre, contenant les liquides superposés par couches de quelques centimètres et un thermomètre très-sensible qui en indiquait la température. Ces tubes étaient chauffés par la grande masse d'eau d'un bain-marie dont la température ne pouvait varier que très-lentement. Enfin, pour provoquer l'ébullition, j'ai fait usage d'une petite cloche à air obtenue en étranglant à la lampe un tube de verre à $0^m,01$ ou $0^m,02$ de son extrémité, et en usant obliquement le bord de cette cloche, de manière que, amené à la surface de séparation des deux liquides, son orifice soit ouvert, moitié dans l'un, moitié dans l'autre ; je ne laisse dans cette cloche qu'une bulle d'air très-petite qui suffit à amorcer l'ébullition et à l'entretenir pendant un temps quelconque.

J'ai reconnu ainsi que le mélange liquide entre en ébullition à une température qui ne diffère que d'une fraction de degré extrêmement petite de celle où la somme des tensions maxima des vapeurs des deux liquides est égale à la pression supportée; du reste, aucune perturbation ne se rencontre dans la marche du phénomène. Je citerai, par exemple, quelques expériences faites sur les divers mélanges étudiés par M. Regnault :

Sulfure de carbone et eau.

Pression supportée	$765^{mm},35$
Température d'ébullition observée, commune au mélange liquide et à la vapeur	$43^{\circ},68$
Somme des tensions maxima des deux vapeurs à cette température	$766^{mm},64$
Excès sur la pression supportée	$1^{mm},29$

Chlorure de carbone et eau.

Pression supportée	$745^{mm},45$
Température d'ébullition observée, commune au mélange liquide et à la vapeur	$66^{\circ},17$
Somme des tensions maxima des deux vapeurs	$747^{mm},36$
Excès sur la pression supportée	$1^{mm},91$

Benzine et eau.

Pression supportée	$764^{mm},44$
Température d'ébullition observée, commune au mélange liquide et à la vapeur	$69^{\circ},43$
Somme des tensions maxima des deux vapeurs	$765^{mm},92$
Excès sur la pression supportée	$1^{mm},48$

Les écarts entre les températures observées et celles où les sommes des forces élastiques maxima des vapeurs seraient égales aux pressions supportées sont donc assez petits pour qu'on puisse admettre que l'ébullition se produit exactement aux températures que l'on pourrait calculer d'après les Tables des forces élastiques, et qui sont celles où la somme des forces élastiques des deux vapeurs est égale à la pression exercée à la surface de séparation des deux liquides.

L'application de ce procédé conduit à une expérience intéressante. On prend une petite cloche à ébullition, on y introduit de l'eau qui doit rester adhérente à ses parois par capillarité, on achève de la remplir avec une bulle d'air voisine de son orifice, on l'immerge dans de la benzine ou du chlorure de carbone, et l'on chauffe au bain-marie : on observe que des bulles de vapeur se dégagent, rapidement et d'une manière continue, à des températures inférieures de plus de 10 degrés au point d'ébullition du liquide sous la même pression.

Avec l'essence de térébenthine, le même phénomène se produit vers 95°. L'explication de ce fait est des plus simples : la bulle d'air de la cloche se trouve entre deux couches d'eau et de liquide qui s'y vaporisent ; si donc la température est telle que la somme des tensions maxima de vapeur soit plus grande que la pression supportée, la bulle des vapeurs se dégagera en partie, laissant sous la cloche une atmosphère dans laquelle le même phé-

nomène se reproduit jusqu'à ce que l'eau retenue dans la cloche soit complétement vaporisée, ce qui demande un temps relativement considérable, surtout lorsque l'eau est en présence de liquides très-volatils.

On se rend compte aussi facilement des particularités décrites par M. Is. Pierre ([1]). Ce savant a reconnu que, si l'on chauffe à feu nu sous une couche d'eau divers liquides, tels que les iodures butylique et éthylique, il se détache du liquide inférieur des gouttes, lestées par une bulle gazeuse, qui, traversant la couche d'eau superposée, arrivent à la surface libre, perdent le gaz qui les entraînait et retombent vers la couche inférieure. J'ai constaté que ce phénomène se produit avec tous les liquides plus lourds que l'eau lorsque, contenant des gaz en dissolution, ils sont placés dans des conditions telles que le dégagement des bulles gazeuses soit possible, c'est-à-dire lorsqu'on les chauffe sans avoir éliminé les poussières qu'ils tiennent en suspension. Le gaz dissous ne peut se dégager que sur l'atmosphère gazeuse des poussières qui se trouvent irrégulièrement disséminées ; il forme des bulles qui arrivent à la surface de séparation des deux liquides, s'y gonflent des vapeurs des deux liquides en présence et s'élèvent en entraînant sous forme de goutte une partie du liquide qui les entourait d'abord. Ces gouttes lestées traversent la couche d'eau, arrivent à la surface libre où la vapeur se dégageait, et elles retombent, retenant le plus souvent une très-petite bulle du mélange gazeux qui peut servir à reproduire le phénomène. Rien n'est plus simple, du reste, que d'empêcher la production de ces gouttes liquides : il suffit de filtrer avec soin le liquide inférieur pour en enlever les corps étrangers en suspension, puis d'élever lentement la température, ou mieux encore de faire bouillir ce liquide au préalable pour chasser les gaz dissous, et pour rendre inactives, en les préservant d'air, les poussières en suspension. Si l'on ne prend pas ces dispositions, on produit, à volonté, le phénomène avec les liquides les plus divers, avec le sulfure de carbone, le chlorure de carbone, etc.

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXVI, p. 169.

CAUSE DE L'APPARITION DE LIGNES BRILLANTES DANS LE SPECTRE DES NÉBULEUSES IRRÉSOLUBLES;

PAR M. E.-J. STONE ([1]).

(Traduit par M. BERTHOLOMEY.)

Avant que M. Huggins eût fait connaître sa découverte de la présence de lignes brillantes dans le spectre des nébuleuses, il était généralement, sinon universellement, admis comme un fait que les nébuleuses étaient tout simplement des amas d'étoiles, irrésolubles à cause de leur grande distance par rapport à nous.

Cette idée s'est tellement imprimée dans l'esprit de la plupart de nos plus grands astronomes observateurs, qu'elle est une de celles que l'on ne doit pas abandonner légèrement. Il me semble que les observations de M. Huggins, au lieu d'être en désaccord avec cette manière de voir, adoptée jusqu'à présent par les astronomes, sont plutôt de nature à la confirmer. On sait que le Soleil est entouré d'une enveloppe gazeuse d'une très-grande étendue. Des enveloppes semblables doivent généralement entourer les étoiles. Supposons un amas d'étoiles très-rapprochées les unes des autres : chaque étoile, si elle était isolée, serait entourée de son enveloppe propre ; mais, dans le cas d'un amas, ces enveloppes gazeuses doivent former, sur le système tout entier ou sur l'une de ses parties, une masse de gaz continue.

Tant qu'un tel amas sera suffisamment rapproché de nous, la lumière des masses stellaires l'emportera sur celle des enveloppes gazeuses ; et, pour cette raison, le spectre de cet amas sera le spectre ordinaire des étoiles.

Supposons maintenant que cette nébuleuse s'éloigne de plus en plus : la lumière de chaque étoile sera affaiblie en raison inverse du carré de la distance ; mais il n'en sera pas de même pour la lumière venant de la surface formée par les enveloppes gazeuses qui l'entourent. Cette dernière, reçue par une fente au foyer d'un objectif, sera, au contraire, sensiblement constante, attendu que l'étendue de la surface qui contribuera à la fournir ira en augmentant dans le même rapport que la lumière envoyée par chacune de

([1]) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVI, p. 156.

ses parties ira en diminuant. Il en résultera donc qu'à une distance déterminée, et à toute distance plus grande, la lumière prépondérante venant d'un tel amas proviendra des enveloppes gazeuses et des masses stellaires isolées. C'est pourquoi le spectre de la nébuleuse deviendra linéaire, comme celui de l'enveloppe gazeuse de notre propre Soleil. Ce spectre linéaire pourra naturellement, dans certaines circonstances, être mêlé à un spectre continu provenant de la lumière des étoiles elles-mêmes.

On doit remarquer, d'ailleurs, que le spectre linéaire ne peut apparaître que dans le cas où la résolubilité de la nébuleuse serait fortement affectée par la lumière des enveloppes gazeuses, celle-ci devenant sensiblement proportionnelle à celle des masses stellaires; et que, dans la grande majorité des cas, ce serait seulement dans la lumière des parties irrésolubles de la nébuleuse que des lignes brillantes pourraient être aperçues dans le spectre.

Nous pouvons prévoir qu'une telle nébuleuse ne pourrait nous présenter que de légers changements de forme, puisque ces changements proviendraient principalement de ceux qui se produiraient dans la distribution des masses stellaires dont cette nébuleuse serait composée. Il m'a toujours paru difficile de déterminer les conditions sous lesquelles des masses gazeuses irrégulières, isolées, et présentant des points saillants, pourraient exister libres de toute attraction centrale, sans montrer des changements plus considérables dans leur forme que ceux que nous offrent un grand nombre de nébuleuses. D'après ma manière de voir sur la nature des nébuleuses, cette difficulté n'existe plus.

INDUCTIONS A TIRER DE L'APPARITION DE LIGNES BRILLANTES DANS LE SPECTRE DES NÉBULEUSES IRRÉSOLUBLES ;

PAR M. WILLIAM HUGGINS (¹).

(Traduit par M. BERTHOLOMEY.)

Dans une Note lue récemment devant la Société royale, M. Stone essaye de montrer que, si le spectre de quelques nébuleuses irrésolubles se compose principalement de lignes brillantes, ce fait

(¹) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVI, p. 179.

n'implique pas que ces corps aient une constitution différente de celle de notre Soleil et de la généralité des étoiles fixes, et soient composées surtout de gaz brillants, en ce qui concerne, du moins. leur partie lumineuse.

Laissant de côté les objections que l'on pourrait faire à l'argumentation de M. Stone, considérons la question au point de vue des résultats fournis par l'observation. On ne trouve pas dans le spectre des différentes nébuleuses les différences d'éclat relatif des lignes brillantes et du spectre continu que l'on devrait attendre d'après l'hypothèse de M. Stone. Les amas d'étoiles qui sont à la portée du pouvoir résolvant des plus grands télescopes ne donnent pas, même faiblement, un spectre de lignes brillantes. Les mêmes lignes brillantes paraissent communes à toutes les nébuleuses qui donnent un spectre de cette nature, tandis que, d'après la manière de voir de M. Stone, les atmosphères qui entourent les divers groupes d'étoiles devraient avoir des constitutions différentes. Je me permettrai d'ajouter à ce qui précède les réflexions suivantes, extraites de ma Notice : *Spectres de quelques nébuleuses.*

« Il est possible qu'il existe des soleils se trouvant dans ces conditions particulières de luminosité (donnant des spectres à lignes brillantes), et que les nébuleuses qui nous occupent soient des amas de tels soleils ; cependant voici quelques considérations qui s'accordent difficilement avec l'opinion que ces corps célestes soient des amas de soleils. Voici les remarques que fait sir John Herschell sur une nébuleuse de ce genre, au sujet de l'absence de toute condensation centrale : « Un tel aspect ne serait pas présenté par un espace globulaire uniformément rempli d'étoiles ou de matière lumineuse, structure qui donnerait nécessairement naissance à un accroissement apparent d'éclat vers le centre, en raison de l'épaisseur traversée par le rayon visuel ; d'où nous devons conclure que sa véritable constitution est celle d'une sphère creuse ou d'un disque plat qui, par une coïncidence fortement improbable, se présenterait à nous dans un plan exactement perpendiculaire au rayon visuel. » Cette absence de condensation s'explique sans avoir besoin de recourir aux hypothèses précédentes, si nous considérons ces corps comme des amas de gaz brillants; car, en supposant même, ce qui est très-probable, que toute la masse du gaz soit lumineuse, il ne s'ensuivrait pas moins, d'après la loi qui

résulte des recherches de Kirchhoff, que la lumière émise par les portions du gaz situées au delà de la surface visible serait absorbée en grande partie, sinon en totalité, par la masse gazeuse qu'elle devrait traverser, et c'est pourquoi nous ne verrions qu'une simple surface lumineuse. Les résultats de l'observation ne semblent donc pas d'accord avec la théorie de M. Stone ; mais cette théorie elle-même soulève de graves objections. Il est évident, et le professeur Stokes a fortement insisté sur ce point dans les remarques dont il a accompagné la lecture de la Notice, que, dans une nébuleuse dont les étoiles sont entourées d'atmosphères lumineuses par elles-mêmes, le rapport entre la somme totale de la lumière venant des étoiles et celle qui provient des atmosphères sera indépendant de la distance à laquelle cette nébuleuse sera située ; donc, à moins de supposer que la lumière de notre propre Soleil, au lieu d'être prédominante sur celle que nous enverrait une atmosphère hypothétique d'une énorme étendue qui l'entourerait, ne serait qu'une faible fraction de cette dernière, supposition qu'il suffit d'émettre pour la rejeter, nous devons conclure que la lumière totale que nous recevons d'une nébuleuse composée d'étoiles en tout semblables à notre propre Soleil doit provenir en grande partie des étoiles elles-mêmes. Si donc, comme nous ne pouvons en douter, et comme M. Stone l'a soutenu, il est vrai qu'à une distance suffisante la lumière envoyée par chaque étoile en particulier devient insignifiante, tandis qu'il n'en est pas de même pour celle qui provient de la nébuleuse tout entière, tant des étoiles que des atmosphères, cela doit uniquement résulter de ce que l'amas est situé à une distance assez grande pour que l'angle solide, si petit qu'on voudra, mais fini, que sous-tend une petite partie de la fente employée dans les recherches, est néanmoins suffisant pour embrasser un nombre considérable d'étoiles ; et, cela étant admis, le raisonnement de M. Stone s'écroule par la base.

CAYLEY. — On the distribution of electricity on two spherical surfaces (Distribution de l'électricité sur deux surfaces sphériques) ; *Philosophical Magazine*, 5e série, t. V, janvier 1878, p. 54-60.

Poisson a montré (*Mémoires de l'Institut*, 1811 : *Sur la distribution de l'électricité*, etc.) que le problème de la distribution de

l'électricité sur deux sphères extérieures, dont les rayons sont a et b, et dont les centres sont à la distance c, dépendait de la résolution des équations fonctionnelles ([1])

$$a\varphi(x) + \frac{b^2}{c-x}\Phi\left(\frac{b^2}{c-x}\right) = h,$$

$$\frac{a^2}{c-x}\varphi\left(\frac{a^2}{c-x}\right) + b\,\Phi(x) = g,$$

h, g étant les valeurs constantes des potentiels relatifs aux deux sphères. M. Cayley donne un moyen nouveau de résoudre ces deux équations. Posant

$$\frac{a^2(c-x)}{c^2-b^2-cx} = \frac{a_1 x + b_1}{c_1 x + d_1},$$

$$\frac{b^2(c-x)}{c^2-a^2-cx} = \frac{\alpha_1 x + \beta_1}{\gamma_1 x + \delta}$$

il désigne par

$$\frac{a_2 x + b_2}{c_2 x + d_2}, \quad \frac{\alpha_2 x + \beta_2}{\gamma_2 x + \delta_2},$$

ce que deviennent respectivement les quantités précédentes quand

---

([1]) M. Cayley explique en ces termes la signification physique de ces équations: « Pour un point de l'axe à la distance x du centre A de la première sphère, le potentiel de l'électricité répandue sur cette surface est $a\varphi(x)$ ou $\frac{a^2}{x}\varphi\left(\frac{a^2}{x}\right)$, suivant que ce point est intérieur ou extérieur; et de même, si x désigne la distance au centre B de la seconde sphère, les potentiels sont respectivement $b\Phi(x)$ et $\frac{b^2}{x}\Phi\left(\frac{b^2}{x}\right)$; ainsi $\varphi(x)$ est la même fonction de x, a, b que $\Phi(x)$ de x, b, a. Par suite, pour un point intérieur à la sphère A, x et $c-x$ étant respectivement les distances aux deux centres, le potentiel de ce point est représenté par

$$a\varphi(x) + \frac{b^2}{c-x}\Phi\left(\frac{b^2}{c-x}\right),$$

et de même pour un point intérieur à B, si x est la distance au centre B et $c-x$ la distance au centre A, le potentiel en ce point est

$$\frac{a^2}{c-x}\varphi\left(\frac{a^2}{x-c}\right) + b\Phi(x),$$

» Les deux équations expriment donc que le potentiel est h en un point quelconque de l'axe intérieur à A, et g en un point quelconque de l'axe intérieur à B. »

Pour plus de développements sur les équations de Poisson, voir le *Traité d'électricité statique*, de M. Mascart, t. Ier, p. 269 et suiv.

(*La Rédaction.*)

on y remplace x par $\frac{a_1 x + b_1}{c_1 x + d_1}$ ou par $\frac{\alpha_1 x + \beta_1}{\gamma_1 x + \delta_1}$; plus généralement,

$$\frac{a_n x + b_n}{c_n x + d_n}, \quad \frac{\alpha_n x + \beta_n}{\gamma_n x + \delta_n}$$

désignent les résultats de la même opération répétée $n - 1$ fois; les coefficients a_n, b_n, c_n, d_n sont donnés par les équations

$$a_n x + b_n = \frac{1}{\lambda^2 - 1}\left(\frac{a_1 + d_1}{\lambda + 1}\right)^{n-1}[(\lambda^{n+1} - 1)(a_1 x + b_1) + (\lambda^n - \lambda)(-d_1 x + b_1)],$$

$$c_n x + d_n = \frac{1}{\lambda^2 - 1}\left(\frac{a_1 + d_1}{\lambda + 1}\right)^{n-1}[(\lambda^{n+1} - 1)(c_1 x + d_1) + (\lambda^n - \lambda)(c_1 x - a_1)],$$

où λ est une racine de l'équation

$$\frac{(\lambda + 1)^2}{\lambda} = \frac{(a_1 + d_1)^2}{a_1 d_1 - b_1 c_1} = \frac{(c^2 - a^2 - b^2)^2}{a^2 b^2};$$

α_n, β_n, γ_n, δ_n sont donnés par des équations analogues, où il importe toutefois de remarquer que λ est toujours racine de la même équation, à cause de l'identité

$$\frac{(a_1 + d_1)^2}{a_1 d_1 - b_1 c_1} = \frac{(\alpha_1 + \delta_1)^2}{\alpha_1 \delta_1 - \beta_1 \gamma_1}.$$

Ces équations entraînent les suppositions

$$a_0 x + b_0 = x, \quad c_0 x + d_0 = 1, \quad \alpha_0 x + \beta_0 = x, \quad \gamma_0 x + \delta_0 = 1;$$

on en déduit aussi les quatre identités

$$a_n a^2 + b_n (c - x) = a^2 (\gamma_n x + \delta_n)$$

$$c_n a^2 + d_n (c - x) = \frac{1}{b^2}(\alpha_{n+1} x + \beta_{n+1}),$$

$$\alpha_n b^2 + \beta_n (c - x) = b^2 (c_n x + d_n),$$

$$\gamma_n b^2 + \delta_n (c - x) = \frac{1}{a^2}(\alpha_{n+1} x + b_{n+1}).$$

Ce sont ces identités qui conduisent à trouver une solution des équations fonctionnelles; si, en effet, on pose

$$\varphi(x) = \quad h\left[\frac{1}{c_0 x + d_0} + \frac{\omega}{c_1 x + d_1} + \frac{\omega^2}{c_2 x + d_2} + \ldots\right] \mathrm{L},$$

$$\Phi(x) = -h\left[\frac{\omega}{\alpha_1 x + \beta_1} + \frac{\omega^2}{\alpha_2 x + \beta_2} + \frac{\omega^3}{\alpha_3 x + \beta_3} + \ldots\right] \mathrm{M},$$

on trouvera aisément, en vertu desdites identités,

$$\frac{a^2}{c-x}\varphi\left(\frac{a^2}{c-x}\right)= h\left[\frac{\omega}{\alpha_1 x+\beta_1}+\frac{\omega^2}{\alpha_2 x+\beta_2}+\ldots\right]\frac{a^2 b^2}{\omega}\mathrm{L},$$

$$\frac{b^2}{c-x}\Phi\left(\frac{b^2}{c-x}\right)=-h\left[\frac{\omega}{c_1 x+d_1}+\frac{\omega^2}{c_2 x+d_2}+\ldots\right]\mathrm{M},$$

en sorte que, si l'on suppose $g=0$, on satisfera aux deux équations proposées en faisant $\mathrm{L}=\frac{1}{a}$, $\mathrm{M}=1$, $\omega=ab$; on trouvera de la même façon une solution des deux équations dans le cas où, g conservant sa valeur, h est nul. En réunissant ces deux solutions, on trouvera, h et g étant quelconques,

$$\begin{aligned}\varphi(x)= &\ \frac{h}{a}\left[\frac{1}{c_0 x+d_0}+\frac{ab}{c_1 x+d_1}+\ldots\right]\\ &-g\left[\frac{ab}{a_1 x+b_1}+\frac{(ab)^2}{a_2 x+b_2}+\ldots\right],\\ \Phi(x)= &-h\left[\frac{ab}{\alpha_1 x+\beta_1}+\frac{(ab)^2}{\alpha_2 x+\beta_2}+\ldots\right]\\ &+\frac{g}{b}\left[\frac{1}{\gamma_0 x+\delta_0}+\frac{ab}{\gamma_1 x+\delta_1}+\ldots\right];\end{aligned}$$

on aurait une solution contenant une constante, ou même une fonction arbitraire, en ajoutant respectivement à $\varphi(x)$ et $\Phi(x)$ les termes $\frac{\mathrm{P}b(a-b)}{\sqrt{a^2(c-x)-x(c^2-b^2-cx)}}$, $\frac{\mathrm{P}'a(b-a)}{\sqrt{b^2(c-x)-x(c^2-a^2-cx)}}$, P désignant une constante, ou une fonction qui ne change pas quand on y remplace x par $\frac{a^2(c-x)}{c^2-b^2-cx}$, et P′ ce que devient cette fonction quand on y change x en $\frac{a^2}{c-x}$; mais ces termes s'annulent dans le cas du problème physique.

On peut remarquer que, x étant la distance du point X pris sur la ligne des centres au centre de la première sphère A,

$$\frac{a^2(c-x)}{c^2-b^2-cx}=\frac{a^2}{c-\dfrac{b^2}{c-x}}$$

sera la distance au même point de l'image prise par rapport à A de

l'image prise par rapport à la seconde sphère B du point X; la fonction

$$\frac{b^2(c-x)}{c^2-a^2-cx} = \frac{b^2}{c-\frac{a^2}{c-x}}$$

s'interprète de la même façon, en sorte que la solution de Poisson, établie de nouveau par M. Cayley, dépend des images successives du point X, prises alternativement par rapport aux deux sphères A et B. Cette méthode des images successives a été effectivement employée par sir W. Thomson. (*On the mutual attraction*, etc.; *Phil. Mag.*, avril et août 1853.)

Jules Tannery.
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

L.-A. FORSSMANN. — Ueber den galvanischen Leitungswiderstand des Selens (Conductibilité du sélénium); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 513; 1878.

W. SIEMENS. — Ueber die Abhängigkeit der elektrischen Leitungsfähigkeit des Selens von Wärme und Licht (Influence de la chaleur et de la lumière sur la conductibilité du sélénium); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 521; 1878.

G. HANSEMANN. — Ueber der Einfluss des Lichtes auf der elektrischen Leitungswiderstand von Metallen (Influence de la lumière sur la conductibilité des métaux); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 550; 1878.

G. HANSEMANN. — Ueber Dr Börnstein Photoelectricität (Sur la photo-électricité du Dr Börnstein); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 561; 1878 (1).

M. Forssmann a constaté que le sélénium conduit mieux lorsqu'il est exposé à la lumière que dans l'obscurité; il conclut de plus que les radiations qui produisent ce phénomène sont d'un autre ordre, ou même d'une autre espèce que les vibrations lumineuses. Il aurait observé que le chlorure de cuivre, les verres verts et l'indigo arrêtent complétement l'action des rayons lumineux, tandis qu'une dissolution vert clair de nickel a un effet beaucoup moins énergique; et enfin que la conductibilité du sélénium sous l'influence des rayons lumineux augmente encore très-légèrement, si l'on interpose sur le trajet de ceux-ci une solution de permanganate dans l'eau, ou de sélénium dans l'acide sulfurique.

Le Dr Börnstein avait cru pouvoir affirmer que d'autres corps, le tellure, le platine, l'or et l'argent partageaient avec le sélénium

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 21, t. VI, p. 292 et t. VII, p. 30.

cette remarquable propriété ; mais, au moyen d'appareils beaucoup plus sensibles que ceux qu'il avait employés, MM. Siemens et Hansemann n'ont pas réussi à trouver une différence entre la conductibilité d'un métal éclairé et non éclairé ; et cependant, pour augmenter l'influence de l'illumination, M. Siemens a expérimenté sur des pellicules d'or transparentes. (M. Hansemann n'a pas été plus heureux en cherchant à contrôler les expériences du Dr Börnstein sur la photo-électricité ; il n'a pu obtenir aucun courant en illuminant une soudure d'un circuit bimétallique.)

Aussi M. Siemens pense-t-il que l'on doit chercher dans les propriétés mêmes du sélénium la cause de cette particularité ; et il attribue à la lumière une action analogue à celle de la chaleur qui transforme (avec dégagement de chaleur) le sélénium ordinaire en sélénium *métallique*, c'est-à-dire en un sélénium dont la résistance augmente avec la température, mais de beaucoup meilleur conducteur que le sélénium ordinaire ou cristallin ; et il admet que, pour la lumière comme pour la chaleur, il y a retour à l'état stable (cristallin) dès que la cause de la transformation cesse d'agir.

A. Potier.

G.-J. STONEY. — On the penetration of heat across layers of gas (Sur la pénétration de la chaleur à travers les couches de gaz); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. IV, p. 424, 1877.

Quand un gaz est en contact avec un corps chaud A, il se forme bientôt à la surface, supposée plane et indéfinie, du corps une couche, étudiée par Crookes, dans laquelle la température varie depuis celle du corps jusqu'à celle du gaz ambiant. Quand l'état permanent est atteint, le mouvement calorifique des molécules gazeuses se produit dans les deux sens avec une même force vive, et la transmission de chaleur n'a plus lieu que par convection et par rayonnement. Si, en face du corps A, de température θ_1, on en met un second B, de température inférieure θ_2, assez voisin pour que la couche précédente soit comprimée, les molécules gazeuses se mouvant de A vers B posséderont encore, en arrivant à la surface de ce dernier corps, un excès de force vive. De la chaleur se transmettra de A à B à travers la couche gazeuse. La température de la couche de Crookes à son contact avec B sera $\theta_2 + \Delta\theta_2$, et, pour une raison analogue, elle sera à son contact avec A, $\theta_1 - \Delta\theta_1$.

Pour distinguer ce mode de transmission de chaleur du rayonnement et de la convection, l'auteur lui donne le nom de *pénétration*.

Après avoir rappelé les travaux de Dulong et Petit sur les lois du refroidissement, il cherche à interpréter les expériences exécutées par MM. de la Provostaye et Desains avec des récipients de diverses formes et sous différentes pressions. Il trouve qu'en faisant la part du rayonnement et de la convection il reste, aux faibles pressions, une perte de chaleur, qu'on doit attribuer à la pénétration, la couche de Crookes se trouvant alors comprimée par les parois du vase.

On obtient des résultats semblables avec différents gaz; avec l'hydrogène en particulier, la perte de chaleur par pénétration est très-considérable. L'auteur attribue à cette cause les phénomènes observés par Grove, Tyndall et Magnus, et antérieurement mis sur le compte d'une grande conductibilité peu vraisemblable. Il fait voir que l'incandescence d'un fil rougi par un courant cesse dans une couche d'air assez mince pour qu'il y ait pénétration.

Les phénomènes de l'état sphéroïdal sont ensuite expliqués par l'existence entre la goutte et le corps chaud d'une couche de Crookes comprimée, dans laquelle l'excès de force vive des molécules gazeuses venant de la surface maintient la goutte à distance. On explique de la même manière la suspension des gouttes liquides que l'on voit courir à la surface des liquides volatils modérément chauffés.

Quand on chauffe de l'alcool méthylique, il existe une température particulièrement favorable, pour laquelle des gouttes liquides peuvent rester douze ou quatorze secondes en équilibre à la surface. Cet équilibre est plus stable que sur une surface solide, parce que la surface liquide se déprime au-dessous de la goutte et en empêche le déplacement. Pour une raison semblable, une poudre fine, projetée sur un disque de métal chauffé, flotte à la surface au-dessus de la couche de Crookes comprimée.

G. Foussereau,
Professeur au lycée de Reims.

H. BUFF. — On the thermal conductivity and diathermancy of air and hydrogen (Sur la conductibilité et la diathermancie de l'air et de l'hydrogène); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. IV, p. 401-424; décembre 1877.

Magnus avait annoncé que l'hydrogène possède une conducti-

bilité comparable à celle des métaux ; l'auteur s'est proposé d'examiner si cette conclusion est légitime. Son appareil reproduit, dans ses dispositions essentielles, l'appareil de Magnus (1) ; la seule modification importante est la substitution d'une pile thermo-électrique au thermomètre ordinaire. Il prend d'ailleurs toutes les précautions nécessaires pour éviter le rayonnement provenant des parois latérales du vase et les courants gazeux qui en sont la conséquence ; à cet effet, il entoure son appareil d'un manchon où circule de l'eau froide et il en recouvre les parois intérieures d'une feuille de carton.

En plaçant successivement la pile à des distances variables de la source et en introduisant dans le réservoir de l'air et de l'hydrogène à différentes pressions, il a trouvé constamment que l'hydrogène se comporte comme l'air très-raréfié. Il en conclut que l'hydrogène jouit d'un pouvoir absorbant très-peu considérable, au moins pour les rayons de chaleur obscure; par suite, il ne lui semble pas rationnel de considérer les résultats comme dus à une plus grande conductibilité de l'hydrogène, puisque les effets obtenus sont presque identiques à ceux que l'on obtient dans le vide. Examinant ensuite la diathermancie de l'air à différentes pressions, il trouve qu'elle décroît quand la pression augmente, mais sans aucune proportionnalité ; ainsi, pour une tension de 100^{mm}, la diathermancie est déjà presque égale à celle que l'on obtient dans le vide.

L'appareil précédent permet encore de comparer l'action de l'air sec à celle de différents gaz et en particulier à celle de l'air humide. L'auteur fait remarquer combien la méthode de Tyndall est défectueuse, puisque les rayons calorifiques traversent, en dehors de l'appareil, des couches de l'air extérieur, ou tout au moins des lames de sel gemme dont on admettait la diathermancie sur le témoignage de Melloni. Une série d'expériences entreprises pour étudier l'action du sel gemme a établi qu'il absorbe environ 40 pour 100 des rayons émanant d'un vase rempli d'eau chaude ; elle montre d'ailleurs que ces rayons sont presque identiques à ceux que l'air peut absorber ; par conséquent, le sel gemme n'est pas absolument diathermane pour les rayons dits de chaleur obscure ; sa couleur thermique est plutôt voisine de celle de l'air sec.

(1) *Œuvres de E. Verdet*, t. III, p. 497.

Il n'est pas étonnant, dès lors, que l'air affecte à peine un pareil faisceau, tandis que les autres gaz, et en particulier l'air humide, dont les couleurs thermiques sont différentes, l'affectent notablement. Les expériences comparatives de l'auteur, exécutées en évitant cette cause d'erreur, montrent que l'absorption par l'air humide est à peine supérieure à l'absorption par l'air sec. D'autre part, il trouve que la diathermancie du gaz oléfiant est supérieure à celle de l'air, contrairement aux assertions de Magnus et de Tyndall. DAMIEN.

P. GLAN. — Ueber den Einfluss der Dichtigkeit eines Körpers auf die Menge des von ihm absorbirten Lichtes (Influence de la densité d'un corps sur la quantité de lumière qu'il absorbe); *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 54; 1878.

La question de savoir si le degré de concentration d'une solution colorée modifie le coefficient d'absorption de la substance a été souvent agitée. M. Glan cite les expériences de Beer, de Bunsen et Roscoe, de Zöllner, de Vierordt, de Wernicke et de Lippich. Ces recherches ont conduit en général à des résultats négatifs.

M. Glan donne le résultat de ses propres expériences sur le sulfate de cuivre, le bichromate de potasse, la solution d'iode dans l'alcool absolu ou dans le sulfure de carbone. Il a opéré avec de la lumière homogène, et surtout dans les régions du spectre où l'absorption change, avec la longueur d'onde, de la manière la plus marquée. La concentration des liqueurs employées a varié dans les plus larges limites, sans que l'on ait pu constater de variation appréciable des coefficients d'extinction.

E. BOUTY.

ED. HOPPE. — Ueber den Leitungswiderstand von Flammen gegen den galvanischen Ström (Résistance des flammes); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 83; 1877.

Un courant produit par une pile constante est amené dans la flamme par deux fils de platine dont la distance est mesurée : on ne tient compte que des expériences dans lesquelles un renversement du courant donne des déviations égales et de sens contraires, afin d'éliminer les courants déterminés par la flamme elle-même.

La loi d'Ohm s'appliquerait en ce sens, que les courants observés sont proportionnels aux forces électromotrices. Les flammes conduisent d'autant moins qu'elles sont plus chaudes et plus denses. Les résistances observées varient de 1 à 9 millions d'unités Siemens, pour 1 millimètre d'écartement des fils de platine.

A. Potier.

H. BAUERMANN. — An experiment for showing the electric conductivity of various forms of carbon (Expérience qui montre la conductibilité électrique des diverses variétés de carbone); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. L, p. 24; 1875.

On recourbe autour du morceau à étudier une lame de zinc en forme de fer à cheval, et l'on immerge le tout dans une solution de sulfate de cuivre. Quand le charbon est conducteur, il se forme un couple zinc-charbon, qui recouvre ce dernier d'un dépôt de cuivre. Avec un charbon non conducteur, c'est le zinc qui reçoit le dépôt.

Ce procédé paraît appartenir au Dr Von Kobell, de Munich.

A. Duclaux.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome I. — Avril 1876.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *Expériences sur la conductibilité de la pierre, fondées sur la* Théorie de la chaleur *de Fourier*, p. 241.

G.-B. Airy. — *Correction de la boussole marine, dans les vaisseaux de fer, sans emploi d'une mire fixe*, p. 267.

Silvanus P. Thompson. — *Lames liquides permanentes de Plateau*, p. 269.

H. Forster Morley. — *Sur la pile à gaz de Grove*, p. 272.

W.-H. Pruce. — *Quelques points de Physique qui se rapportent au téléphone*, p. 281.

5e série. — Tome V. — Mai 1878.

G. Quincke. — *Sur l'angle de raccordement et l'extension des liquides sur les corps solides*, p. 321.

G.-W. Von Tunzelmann. — *Production de courants thermo-électriques dans des fils soumis à des actions mécaniques*, p. 339.

Helmholtz. — *Courants électriques produits par des différences de concentration. Inductions fournies par la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 348.

R.-B. CLIFTON. — *Différences de potentiel produites par le contact de diverses substances*, p. 367.

W. THOMSON. — *Problèmes relatifs à la température souterraine*, p. 370.

L. BLEEKRODE. — *Conductibilité électrique et électrolyse des composés chimiques*, p. 375.

Annalen der Physik und Chemie (Poggendorff)

(CONTINUÉES PAR WIEDEMANN).

Nouvelle série. — Tome III. — N° 2. — Année 1878.

L. BLEEKRODE. — *Conductibilité électrique et électrolyse des composés chimiques*, p. 161.

Dr TSCHIRJEW. — *Expériences pour la théorie du courant électrique stationnaire à deux dimensions*, p. 196.

H. HELMHOLTZ. — *Courants électriques produits par des différences de concentration. — Conséquences de la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 201.

G. MOSER. — *Courants électriques entre des dissolutions différemment concentrées d'un même corps, et série de tensions correspondantes*, p. 216.

V. VON LANG. — *Expériences sur le frottement entre le verre et l'air*, p. 219.

EILHARD WIEDEMANN. — *Quelques propriétés des alliages métalliques*, p. 237.

E. LOMMEL. — *Théorie de l'absorption et de la fluorescence*, p. 251.

E. KETTELER. — *Théorie des vibrations longitudinales elliptiques dans l'éther incompressible*, p. 284.

G.-W. GILTAY. — *Nouveau commutateur à mercure*, p. 314.

A. BERGNER. — *Mouvements radiométriques dans les liquides*, p. 317.

Dr MEYERSTEIN. — *Remarques sur la Communication du prof. Herwig, sur l'*unipolarité, p. 319.

ALFRED WIEDEMANN. — *Sur la balance égyptienne antique*, p. 320.

Tome III. — N° 3. — Année 1878.

W.-C. RÖNTGEN. — *Recherches sur la capillarité*, p. 321.

V. DVÖRAK. — *Répulsion acoustique*, p. 328.

E. LOMMEL. — *Théorie de la dispersion normale et anomale*, p. 339.

K. VIERORDT. — *Analyse spectrale quantitative*, p. 357.

J. FRÖHLICH. — *Introduction du principe de la conservation de l'énergie dans la théorie de la diffraction*, p. 376.

F. CLAES. — *Sur la variabilité de la position des bandes d'absorption*, p. 389.

E. RIECKE. — *Essai d'une théorie de la séparation électrique par le frottement*, p. 414.

F. BRAUN. — *Remarques sur la conductibilité unipolaire des flammes*, p. 436.

A RITTER. — *Sur la compressibilité de la vapeur d'eau à température constante* (*Ueber die Temperaturfläche der Wasserdampfes*), p. 447.

R. RUHLMANN. — *Affinités du chlore, du brome et de l'iode, considérées comme multiples d'une même constante*, p. 461.

INFLUENCE DES AGENTS CHIMIQUES SUR LES PROPRIÉTÉS SUPERFICIELLES DU MERCURE;

PAR M. G. LIPPMANN.

On sait que, lorsqu'on fait varier d'une manière continue la force électromotrice, ou si l'on veut la différence électrique d'une surface de mercure mouillée, soit au moyen d'un courant électrique, soit en faisant varier mécaniquement l'aire de cette surface, on produit une variation continue des constantes capillaires, de telle sorte que la constante capillaire est une fonction continue de la force électromotrice. La forme de cette fonction a été déterminée dans le cas où le liquide qui mouille le mercure est de l'eau acidulée par de l'acide sulfurique ([1]).

Lorsque, au lieu de faire varier la force électromotrice par l'un des deux moyens qui viennent d'être indiqués, on ajoute à la liqueur une substance capable de faire varier notablement cette force électromotrice, comment la constante capillaire variera-t-elle? Telle est la question que nous nous posons aujourd'hui. L'expérience montre que, pour une valeur déterminée de la force électromotrice, la constante capillaire a une valeur et une seule, indépendante de la composition chimique des liquides.

On peut se servir, pour le démontrer, de l'appareil représenté par la *fig.* 1. Deux tubes capillaires T, T', ayant le même diamètre intérieur, communiquent avec un même réservoir R contenant du mercure. Ces tubes se terminent par des entonnoirs E, E', destinés à recevoir les dissolutions qu'on veut mettre en contact avec le mercure. Lorsqu'on a mis en E et en E' le même liquide, par exemple de l'acide sulfurique étendu, le niveau du mercure est le même en T et en T'. Si l'on ajoute dans l'un des tubes une substance telle que de l'acide chromique, le niveau du mercure s'élève dans ce tube, la dépression capillaire y diminue; une trace de sel marin produirait l'effet opposé. En même temps qu'elles changent la

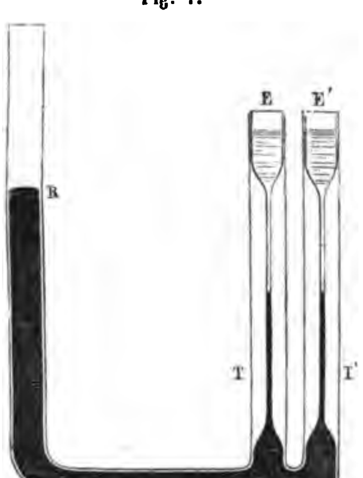
---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 41, 1874; *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. V, p. 494, 1875.

constante capillaire du mercure, ces substances changent la force électromotrice à la surface, de telle sorte que les potentiels électriques, qui auparavant étaient égaux en E et E′, deviennent inégaux.

Vient-on maintenant à mettre en communication électrique les deux masses liquides en E et E′, soit au moyen d'un fil mouillé,

Fig. 1.

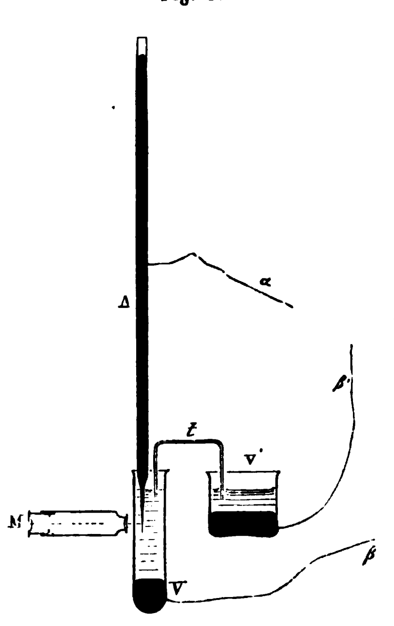


soit par l'intermédiaire d'un fil de verre creux, contenant du liquide, soit même par l'intermédiaire du corps de l'observateur, on voit les deux colonnes de mercure en T et T′ se mettre en mouvement, et les deux ménisques de mercure venir se placer dans un même plan horizontal. Enlève-t-on la communication électrique entre E et E′, les deux ménisques de mercure rebroussent chemin, et présentent de nouveau les dépressions capillaires qui correspondent à la nature des liquides respectifs qui les mouillent. Cette expérience montre que, lorsque l'on rend égales des deux parts les valeurs des potentiels, et par conséquent les valeurs des différences électriques en T et T′, les constantes capillaires prennent la même valeur dans les deux tubes, *bien que la nature des liquides y soit différente* (1).

(1) Au lieu de faire varier la composition du liquide aqueux, on peut introduire dans le mercure un métal qui en change la force électromotrice, du zinc ou mieux

La même loi a été vérifiée avec une très-grande précision au moyen de l'appareil représenté par la *fig.* 2. Un tube de verre vertical A, ouvert aux deux bouts, est effilé en pointe fine à son extrémité inférieure; ce tube contient une colonne de mercure d'environ $0^m,40$ de hauteur, laquelle est soutenue par la pression capillaire du ménisque de mercure qui se forme dans la

Fig. 2.



pointe fine; cette pointe elle-même plonge dans le vase de verre V, plein du liquide dont on veut faire varier la composition. L'expérience consiste, cette fois, à maintenir, par des communications électriques appropriées, la différence du potentiel constante à la surface du ménisque dans le tube fin, en même temps qu'on fait

encore du sodium. On met en E et E′ une dissolution de soude caustique, puis, au moyen du courant fourni par trois éléments Leclanché, on décompose cette dissolution dans l'un des tubes, de manière à y produire un amalgame de sodium. La variation de niveau qui se produit est, dans ce cas, très-considérable; l'égalisation temporaire des niveaux, pendant qu'on établit la communication électrique entre E et E′, est très-frappante. C'est sous cette forme que l'expérience a été répétée et projetée devant la Société de Physique.

varier la composition chimique. A cet effet, on a disposé, à côté du vase V, un vase V′, contenant une large surface de mercure en contact avec un liquide aqueux de composition invariable. Le mercure du tube A et le mercure du vase V′ sont mis en communication par l'intermédiaire des fils de platine α et β'; en même temps le liquide du vase V est amené au contact de celui du vase V′ au moyen du tube fin T; dès lors la différence électrique du ménisque reste constante et égale à la différence électrique de la surface de mercure en V′. Ce ménisque prend une position d'équilibre stable, position que l'on note au moyen du microscope M à réticule et à fort grossissement, installé à poste fixe, à portée du ménisque. L'appareil ainsi installé, on substitue au liquide du vase V successivement divers liquides que l'on amène au contact du ménisque dans la pointe fine. On constate que, malgré ces changements du liquide, la position d'équilibre du ménisque ne change pas, tant que la communication électrique, dont nous avons parlé, maintient sa différence électrique constante.

Donc, pour une valeur donnée de la différence électrique, la constante capillaire a une valeur toujours la même, *indépendante de la nature chimique du liquide en contact avec le mercure*.

L'appareil permet une contre-épreuve. Au fond du vase V on a mis une couche de mercure; à l'aide du fil de platine β on peut mettre cette couche de mercure en communication avec la colonne A, la communication entre α et β' étant supprimée. Le ménisque prend alors la position qui correspond à la différence électrique développée à la surface du mercure en V par le liquide qu'on y a introduit; suivant que ce liquide est de l'acide chlorhydrique ou de l'acide chromique, le mercure est refoulé de bas en haut hors du champ, ou bien il jaillit hors du tube. En mettant de nouveau les fils α et β' en contact, on voit le mercure revenir immédiatement au réticule. En promenant ainsi le fil α du fil β au fil β' et réciproquement, on peut vérifier plusieurs fois, en une minute, l'exactitude du fait énoncé plus haut. Dans la plupart des cas la loi a été trouvée exacte à moins de $\frac{1}{400}$ près.

Quelles sont les substances qu'il convient d'employer pour faire varier la force électromotrice d'une surface de mercure? L'acide chromique, ou bien le bichromate et le permanganate de

potasse en présence d'un acide, diminue énergiquement, même à très-faible dose (au-dessous d'un millième), la différence électrique entre le mercure et le liquide aqueux; à dose plus forte le mercure est sensiblement oxydé. Les hydracides, ou bien les sels halogènes, en présence de l'acide sulfurique, agissent encore plus énergiquement, mais en sens inverse. Il en est de même de l'hyposulfite de soude.

SUPPORTS ISOLANTS;

PAR M. MASCART.

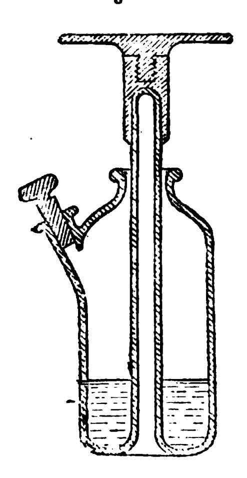
Sir W. Thomson a insisté souvent sur la nécessité d'isoler avec des soins particuliers les appareils destinés à l'étude de l'électricité statique ; il a fait remarquer que l'air et les gaz, même humides, n'interviennent que pour une très-faible part dans la déperdition, et que l'électricité s'échappe principalement par la couche d'humidité qui recouvre les supports et rend leur surface conductrice. Tous les électromètres construits d'après les indications de sir W. Thomson sont ainsi desséchés par de l'acide sulfurique liquide ou par de la pierre ponce imbibée du même acide.

Cette méthode s'est généralisée. Les corps que l'on veut maintenir isolés, tels que les appareils destinés à l'observation de l'électricité atmosphérique, peuvent être portés par des tiges de verre qui sont entourées d'un cylindre de ponce sulfurique, ou qui sont plongées dans un flacon en partie rempli d'acide sulfurique. Dans ce dernier cas, les tiges sont maintenues par des rondelles de plomb, ou bien peuvent être scellées dans un mastic peu attaquable, comme une couche de soufre ou de paraffine. Les appareils à plomb sont lourds et incommodes ; la fusion du soufre fait casser beaucoup de flacons, et la paraffine, sans être inattaquable, n'est pas assez solide. Ces supports sont excellents, au moins pour un usage temporaire; mais, si l'on veut s'en servir d'une manière permanente, la disposition suivante paraît présenter beaucoup plus d'avantages.

Le support est un flacon dont le fond est remonté jusqu'au-dessus du col, de manière à constituer une tige centrale, et qui est muni d'une tubulure latérale, pour introduire et enlever l'acide. La dis-

tance de la tige au bord du col est très-petite, pour que l'atmosphère du flacon ne puisse se renouveler facilement. Sur cette tige on installe des montures de forme quelconque, plateaux, crochets, etc. En outre, pour éviter que l'acide sulfurique n'absorbe de l'humidité inutilement quand le support ne sert pas, il suffit de disposer sur

Fig. 1.



la tige centrale une sorte de capuchon, monté à frottement, qu'on abaisse sur le col si l'on veut fermer le flacon, et qu'on relève de façon qu'il ne touche plus les bords quand on veut isoler la tige.

Un double pendule électrique posé sur un pareil support conserve très-longtemps sa divergence, même dans une salle remplie de monde; on peut montrer d'ailleurs, par une expérience très-simple, l'efficacité de cette disposition et l'insuffisance des tiges de verre exposées à l'humidité de l'air. On place sur un pareil support un double pendule à fils de coton, suspendu par une tige de verre, même vernie à la gomme laque. Quand on électrise le pied de ce pendule en le mettant en communication, par exemple, avec un condensateur électrisé, les boules ne se repoussent pas d'abord, mais peu à peu l'électricité se propage le long de la tige de verre, les fils de coton commencent à se séparer vers la partie supérieure et bientôt après les boules s'écartent et se maintiennent à une certaine distance.

Les électromètres de sir W. Thomson sont quelquefois telle-

ment bien isolés que la perte n'atteint pas $\frac{1}{100}$ en 24 heures; on peut obtenir un isolement de même ordre pour des corps électrisés dans l'air ordinaire, et diminuer ainsi, dans de grandes proportions, l'une des causes d'erreur les plus graves que l'on rencontre dans les expériences relatives à l'électricité statique.

TÉLÉPHONE DE M. HUGHES, DIT MICROPHONE;

PAR M. TH. DU MONCEL.

Le plus important perfectionnement apporté jusqu'ici au téléphone, et qui est du reste une dérivation du transmetteur téléphonique de M. Edison, est bien certainement celui qu'a combiné dernièrement (avril 1878) M. Hughes, l'ingénieux inventeur du télégraphe imprimeur employé sur nos lignes. Cette fois les sons, au lieu d'arriver très-affaiblis à l'oreille, à la station de réception, comme cela a lieu avec les téléphones ordinaires, y sont souvent reproduits avec une amplification notable. De là le nom de *microphone,* que M. Hughes a donné à ce système téléphonique; cependant, nous devons le dire dès à présent, cette amplification n'existe réellement que quand les sons résultent de vibrations transmises mécaniquement par des corps solides à l'appareil transmetteur. Les sons transmis par l'air sont sans doute beaucoup plus accentués qu'avec le système ordinaire, mais ils sont moins intenses que ceux qui leur donnent naissance; et en conséquence, on ne peut pas dire, dans ce cas, que le microphone agit par rapport aux sons comme le microscope le fait par rapport aux objets éclairés par la lumière. Il est vrai que par ce système on peut parler de loin dans l'appareil, et j'ai pu transmettre de cette manière une conversation à voix élevée, étant placé à 8^m de l'appareil transmetteur; j'ai pu encore parler à voix basse près de ce dernier et me faire entendre parfaitement dans l'appareil récepteur, et même faire distinguer mes paroles à une distance de $0^m,10$ de l'embouchure du téléphone récepteur, en élevant un peu la voix; mais l'amplification du son n'est réellement bien manifeste que quand il résulte d'une action mécanique transmise au support de l'appa-

reil. Ainsi les pas d'une mouche marchant sur ce support s'entendront parfaitement et vous donneront la sensation du piétinement d'un cheval; le cri même de la mouche, surtout son cri de mort, devient, au dire de M. Hughes, perceptible; le frôlement d'une barbe de plume ou d'une étoffe, qui sera complétement imperceptible à l'audition directe, s'entendra d'une manière marquée dans le téléphone; les battements d'une montre posée sur le support de l'appareil seront répétés d'une manière remarquable, même à $0^m,10$ ou $0^m,15$ de l'appareil, mais sans une notable amplification sur le bruit qu'ils produiraient si la montre était placée contre l'oreille. Une petite boîte à musique placée sur l'appareil donne des sons tellement forts par suite des trépidations de la boîte, qu'il est impossible de distinguer les sons, et, pour les percevoir, il faut disposer la boîte près de l'appareil sans qu'elle soit en contact avec aucune de ses parties constituantes. C'est alors par les vibrations de l'air que l'appareil est impressionné, et les sons transmis sont plus faibles que ceux que l'on entend près de la boîte. En revanche, les vibrations déterminées par le balancier d'une pendule mise en communication par une tige métallique avec le support de l'appareil s'entendent admirablement, et l'on peut même les distinguer quand cette liaison est effectuée par l'intermédiaire d'un fil de cuivre; un courant d'air projeté sur l'appareil donne la sensation d'un écoulement liquide perçu dans le lointain; enfin les trépidations causées par le passage d'une voiture dans la rue se traduisent par des bruits crépitants très-intenses, qui se combinent avec ceux produits par une montre et qui le plus souvent prédominent.

Suivant M. Hughes, l'introduction dans le circuit de son appareil d'une bobine d'induction de $0^m,06$ seulement de longueur permettrait de faire parler un téléphone Bell (grand modèle) assez haut pour être entendu de tous les points d'une vaste salle et d'une manière plus intelligible et plus forte que sur le phonographe. Il faut seulement adapter au téléphone un cornet acoustique, comme on le fait pour ce dernier instrument. Deux éléments de pile à bichromate de potasse suffiraient pour cela.

Si l'on étudie avec attention les sons produits au moyen de cet appareil, on reconnaît que certaines lettres fournissent des sons beaucoup plus forts que certaines autres, et les lettres qui sous ce

rapport exercent les effets prédominants sont A, F, H, I, K, L, M, N, O, P, R, S, W, Y, Z.

En raison de son extrême sensibilité, cet appareil permet de constater avec la plus grande facilité les sons produits au sein du corps humain, et le Dr Richardson, conjointement avec M. Hughes, s'occupe de l'appliquer au stéthoscope pour l'auscultation des poumons et des battements du cœur. Jusqu'à présent les résultats obtenus n'ont pas été, il est vrai, très-satisfaisants, mais on espère y parvenir. Toutefois la plus importante application de cet instrument à la médecine vient d'être faite par M. Henry Thompson, le célèbre chirurgien anglais, qui, par la nature des sons produits par cet instrument mis en relation métallique avec une sonde, et par le simple contact de cette sonde avec des corps durs, même de dimensions très-petites, est parvenu à reconnaître dans la vessie la présence de petits fragments de calculs pierreux et à en faciliter l'enlèvement, en précisant exactement les points où ils se trouvaient.

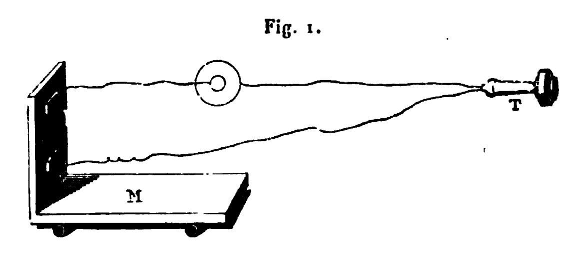
On a pu aussi, par un moyen basé sur le principe du microphone, faire entendre certains sourds dont l'oreille n'était pas complétement insensibilisée, en transmettant les sons à l'oreille par l'os frontal, au moyen d'une planchette vibrante devant laquelle on parlait. Nous verrons plus loin que le microphone, combiné avec une forme, il est vrai, différente, a pu être employé comme appareil thermoscopique, et, chose plus curieuse encore, *il a pu être employé comme récepteur sans aucune intervention électro-magnétique.* Cet appareil constitue donc une découverte importante et originale qui le place dès maintenant en dehors de tous les autres perfectionnements apportés au téléphone.

Le microphone de M. Hughes est fondé sur ce principe que, si un contact électrique est établi entre deux corps médiocrement conducteurs très-légèrement appuyés l'un sur l'autre, les sons qui sont produits dans le voisinage de ce contact peuvent être transmis avec la plus grande facilité par un téléphone ordinaire.

Pour obtenir ce résultat, on peut employer plusieurs dispositions; mais celle qui donne les effets les plus intéressants est la suivante : on adapte l'un au-dessus de l'autre, sur une mince planchette verticale de bois de $0^m,06$ de largeur au plus, deux petits prismes de charbon de cornue d'environ $0^m,01$ d'épais-

seur et de largeur et de $0^m,018$ de longueur, dans lesquels sont percés deux trous de $0^m,004$ de diamètre qui servent de crapaudines à un crayon de charbon taillé en forme de fusée, c'est-à-dire avec des pointes émoussées par les deux bouts, et de $3^c,5$ de longueur. Ce crayon appuie par une de ses extrémités dans le trou du charbon inférieur et ballotte dans le trou supérieur, qui ne fait que le maintenir dans une position plus ou moins rapprochée de celle

Fig. 1.



d'équilibre instable, c'est-à-dire de la verticale. En imprégnant ces charbons de mercure par leur immersion à la température rouge dans un bain de mercure, les effets sont meilleurs, mais ils peuvent se produire sans cela. Les deux prismes sont munis de contacts métalliques qui permettent de les mettre en rapport avec le circuit d'un téléphone ordinaire dans lequel est interposée une pile Leclanché d'un ou deux éléments.

Pour faire usage de l'appareil, on place la planche sur laquelle est fixée rectangulairement la planchette servant de support au système sur une table, en ayant soin d'interposer entre celle-ci et la planche plusieurs doubles d'étoffe, disposés de manière à former coussin, ou, ce qui est mieux, une bande de ouate; alors il suffit de parler devant le système pour qu'aussitôt la parole soit reproduite dans le téléphone, et, si l'on place sur la planche support une montre ou une boîte dans laquelle une mouche ou un insecte est renfermé, tous les mouvements sont, comme je le disais, entendus dans le téléphone. Toutefois, quelques précautions doivent être prises pour arriver à obtenir les meilleurs résultats, et en outre du coussin qu'on place sous l'appareil pour le soustraire aux vibrations étrangères qui pourraient résulter de mouvements insolites communiqués à la table, il faut régler encore la position du crayon de charbon. Celui-ci doit en effet toujours appuyer en un point du rebord du trou supérieur; mais le contact peut être

plus ou moins bon, et l'expérience seule peut indiquer la meilleure position à lui donner: pour la trouver, on peut employer avantageusement le moyen de la montre. Quand on a le téléphone à l'oreille, on place le crayon dans différentes positions, jusqu'à ce qu'on ait trouvé celle donnant le maximum de son. On est souvent obligé d'opérer ce réglage pendant le cours d'une expérience, surtout quand on n'emploie pas de mercure, car les secousses données à la table par les personnes qui l'entourent déplacent très-facilement le point de contact du crayon; mais cet inconvénient disparaîtra quand l'appareil sera plus perfectionné.

On a fait plusieurs modèles de ce genre de microphone et l'un des meilleurs est celui de M. Gaiffe. Dans cet appareil, le crayon de charbon est remplacé par une plaque très-mince de cette matière, taillée en biseau sur deux de ses côtés et simplement appuyée contre le charbon supérieur. Pour la soutenir dans une position déterminée, le charbon inférieur est muni d'une rainure dans laquelle s'engage l'un des bouts aiguisés de la plaque. Le charbon supérieur est d'ailleurs adapté dans une garniture de cuivre qui peut se mouvoir le long d'une colonne métallique et qui permet par conséquent de régler facilement l'appareil. Le charbon inférieur, encastré lui-même dans une garniture de cuivre, est fixé sur la planche au-dessous du précédent et le tout constitue un appareil élégant, qui peut figurer dans les cabinets de Physique.

M. Hughes a combiné son transmetteur d'une manière particulière quand il doit être appliqué aux transmissions téléphoniques. Il lui donne alors le nom de *parleur*, et sa disposition devient un peu plus compliquée. Sous cette nouvelle forme, le charbon mobile appelé à produire les contacts variables est adapté à l'extrémité inférieure d'une lame bascule horizontale, dont l'extrémité supérieure est chargée d'un contre-poids. Un petit ressort à boudin très-flexible tend à produire un contact très-léger entre le charbon mobile et le charbon fixe qui est placé au-dessous de lui, et un autre charbon porté par une bande de papier vient appuyer sur le bout même de la bascule, tout près du charbon mobile, sans doute pour former frein. Ces charbons sont en sapin carbonisé et métallisé par un procédé que nous indiquerons à l'instant, et représentent ceux qui servent de support au charbon vertical dans la première disposition. Ils sont, en conséquence, mis en rapport avec

le circuit de la pile et des téléphones, ainsi que le support de la lame bascule.

L'appareil ainsi disposé est recouvert d'une enveloppe hémi-cylindrique fermée par les deux bouts et fixé dans une boîte placée horizontalement sur une table. Cette boîte est munie, sur un de ses côtés, précisément en face de la partie recourbée de la lame bascule, d'une ouverture devant laquelle on parle. Dans ces conditions, les vibrations de la voix, réagissant sur la lame bascule, font varier la pression exercée au contact des charbons d'une manière précise et avec des écarts si grands dans la conductibilité du circuit que la parole se trouve de cette manière plus nettement et plus fortement reproduite dans le téléphone.

Il me reste maintenant à indiquer les expériences intéressantes qui ont conduit M. Hughes à ces résultats si importants.

Considérant que la lumière et la chaleur peuvent modifier la conductibilité électrique des corps, M. Hughes s'est demandé si des vibrations sonores transmises à un conducteur traversé par un courant ne modifieraient pas aussi cette conductibilité en provoquant des tassements et des écarts des molécules conductrices, qui équivaudraient à des raccourcissements ou à des allongements du conducteur ainsi impressionné. Si cette propriété existait réellement, elle devait, suivant lui, permettre de transmettre les sons à distance, car de ces variations de conductibilité devaient résulter des variations proportionnelles de l'intensité d'un courant agissant sur un téléphone. L'expérience qu'il fit sur un fil métallique tendu ne répondit pas toutefois à son attente, et ce n'est que quand le fil s'est rompu et que les deux bouts furent rapprochés l'un de l'autre que les sons se firent entendre. Il devint dès lors manifeste, pour M. Hughes, que les effets qu'il prévoyait ne pouvaient se produire qu'avec un conducteur divisé, et par suite de contacts imparfaits.

Il rechercha alors quel était le degré de pression le plus convenable à exercer entre les deux bouts rapprochés du fil pour obtenir le maximum d'effet, et pour cela il effectua cette pression à l'aide de poids. Il reconnut que, quand elle était légère et qu'elle ne dépassait pas celle de 1 once par pouce carré au point de jonction, les sons étaient reproduits distinctement, mais d'une manière un peu imparfaite; en modifiant les conditions de l'expérience, il put

s'assurer bientôt qu'il n'était pas nécessaire, pour obtenir ce résultat, que les fils fussent réunis bout à bout et que, si on les terminait par des clous, ils pouvaient être placés côte à côte sur une planche ou même séparés (mais avec addition d'un troisième clou posé en croix sur eux), pourvu qu'une pression légère et constante pût les réunir métalliquement. Il essaya alors différentes combinaisons de ce genre présentant plusieurs solutions de continuité, et une chaîne d'acier lui fournit d'assez bons résultats; mais les légères inflexions, c'est-à-dire le timbre de la voix, manquaient, et il dut chercher d'autres dispositions. Il essaya d'abord d'introduire des poudres métalliques aux points de contact; la poudre de zinc et d'étain, connue dans le commerce sous le nom de *bronze blanc*, améliora beaucoup les effets obtenus; mais ils n'étaient pas stables, à cause de l'oxydation des contacts, et c'est en essayant de résoudre cette difficulté, ainsi qu'en cherchant la disposition la plus simple pour obtenir une pression légère et constante sur ces contacts, que M. Hughes fut conduit à la disposition des charbons mercurisés décrite en premier lieu [1], laquelle donna les effets maxima.

Dans ces conditions, le crayon appelé à fournir les contacts est dans une position tellement voisine de celle de l'équilibre instable, que les moindres vibrations peuvent l'influencer et faire varier la pression très-légère qu'il exerce à l'état normal sur le bord du charbon supérieur contre lequel il est posé. Il en résulte alors un effet analogue à celui produit dans le système Edison,

[1] Voici ce que dit M. Hughes relativement à cette disposition : « Le charbon, en raison de son inoxydabilité, est un corps précieux pour ce genre d'applications; en y alliant le mercure, les effets sont beaucoup meilleurs. Je prends pour cela le charbon employé par les artistes pour leurs dessins; je le chauffe graduellement au blanc et, le plongeant ensuite tout d'un coup dans le mercure, ce métal s'introduit instantanément en globules dans les pores du charbon et le métallise pour ainsi dire. J'ai essayé aussi du charbon recouvert d'un dépôt de platine ou imprégné de chlorure de platine, mais je n'ai pas obtenu un effet supérieur à celui que j'obtenais par le moyen précédent. Le sapin, chauffé à blanc dans un tube de fer contenant de l'étain et du zinc ou tout autre métal s'évaporant facilement, se trouve également métallisé, et il est dans de bonnes conditions si le métal est à l'état de grande division dans les pores de ce corps, ou s'il n'entre pas en combinaison avec lui. Le fer introduit de cette manière dans le charbon est un des métaux qui m'ont donné les meilleurs effets. Le charbon de sapin, quoique mauvais conducteur, acquiert de cette manière un grand pouvoir conducteur. »

mais avec cette différence que les variations de résistance qui résultent des vibrations sont infiniment plus accentuées que les différences d'amplitude de ces vibrations elles-mêmes, et c'est ce qui produit précisément l'accroissement d'énergie des sons reproduits. L'importance de l'effet obtenu dépend aussi, d'après M. Hughes, du nombre et de la perfection des contacts, et c'est sans doute pour cela que certaines positions du crayon, dans l'appareil qui a été décrit plus haut, sont plus favorables que d'autres. Pour concilier les résultats de ses expériences avec les idées qu'il s'était faites, M. Hughes dit que, dans les conducteurs homogènes, de dimensions fixes, les effets produits aux deux inflexions inverses de la vibration, étant de sens contraire et égaux, doivent se compenser; mais que, si le conducteur présente en l'un de ses points une conductibilité imparfaite, cette compensation n'existera plus, et les vibrations sonores pourront déterminer les variations alternatives de conductibilité dont il a été parlé.

Le charbon n'est pas la seule substance qu'on peut employer à composer l'organe sensible de ce système de transmetteur; M. Hughes a essayé d'autres substances et même des corps très-conducteurs, tels que les métaux : le fer lui a donné d'assez bons résultats, et l'effet produit par des surfaces de platine dans un grand état de division a été égal, sinon supérieur, au charbon mercurisé. Toutefois, comme avec ce métal on rencontre alors plus de difficultés dans la construction des appareils, il donne la préférence au charbon qui, comme lui, jouit de l'avantage de l'inoxydabilité.

Pour obtenir que le téléphone se fasse entendre dans toute une salle par ce système, il faut disposer les appareils d'une certaine manière. Voici ce que m'écrit M. Hughes à ce sujet: « Lors des expériences que j'ai faites le 23 mai dernier à la Société des ingénieurs télégraphistes de Londres, j'ai parlé d'une chambre séparée de la salle par plusieurs étages dans un téléphone Bell, dont l'aimant était à deux pôles et du modèle appelé par lui son *box téléphone*. Je l'avais muni d'un cornet de 3 pieds de longueur, et le transmetteur était constitué par deux de mes parleurs, adaptés dans une petite boîte de $0^m,05$ de largeur sur $0^m,08$ de longueur, et reliés ensemble en quantité. Le générateur électrique se composait de deux éléments à bichromate de potasse, et la

bobine d'induction avait $0^m,08$ de longueur sur $0^m,05$ de diamètre. Elle avait été construite tout exprès pour ces expériences. Toutes les personnes qui se trouvaient dans la salle ont entendu très-distinctement non-seulement les chansons, mais encore la parole et les différentes lettres de l'alphabet prononcées isolément. Une petite horloge à réveil placée sur une planche de $0^m,2$ d'épaisseur a fait entendre ses battements à tout l'auditoire, et ces battements retentissaient comme des coups de marteau sur une enclume. »

M. Hughes ajoute qu'avec la pile seule on peut faire fonctionner le microphone sur un circuit de 10 000 ohms de résistance, mais qu'avec la bobine d'induction on peut correspondre à toute distance.

Nous avons dit en commençant que le microphone pouvait être employé comme thermoscope; mais il doit avoir alors une disposition particulière et cette disposition n'empêche pas qu'il soit employé comme transmetteur téléphonique. Il se compose alors d'un tube à parois minces, un tuyau de plume par exemple, que l'on remplit avec cinq ou six fragments cylindriques de charbon, reliés par une poudre semi-conductrice. Les deux fragments qui occupent les deux bouts du tube doivent le dépasser quelque peu, et, en les attachant à un fil métallique très-fin, on en fait deux sortes d'électrodes qui peuvent transmettre un courant à travers ce système de contacts multiples. Or la chaleur, en réagissant sur la conductibilité de ces contacts, peut faire varier dans de si grandes proportions la résistance du circuit, qu'il suffit d'approcher la main du tube pour annuler le courant de trois éléments Daniell. Il suffit en conséquence, pour apprécier l'intensité des différentes sources de chaleur que l'on expose devant l'appareil, d'introduire dans le circuit des deux électrodes dont nous venons de parler une pile de deux ou trois éléments Daniell et un galvanomètre sensible. Quand la déviation diminue, c'est que la source calorifique est supérieure à la température ambiante; quand elle augmente, c'est qu'elle est inférieure: « Les effets résultant de l'intervention du Soleil et de l'ombre se traduisent sur cet appareil, dit M. Hughes, par des variations considérables dans les déviations du galvanomètre. Il est même impossible de le tenir en repos, tant il est sensible aux moindres variations de la température. »

J'ai répété avec un seul élément Leclanché et un galvanomètre de 120 tours les expériences de M. Hughes, et j'ai employé pour cela un tuyau de plume rempli de fragments de charbon provenant d'un des charbons cylindriques de petit diamètre que fabrique M. Carré pour la lumière électrique. J'ai bien obtenu les résultats qu'il indique, mais je dois dire que l'expérience est assez délicate. En effet, quand les fragments de charbon sont trop serrés les uns contre les autres, le courant passe avec trop de force pour que les effets calorifiques puissent faire varier la dérivation galvanométrique; quand ils sont trop peu serrés, le courant ne passe pas; il est donc un degré moyen de serrage qui doit être obtenu pour que les expériences réussissent. On observe alors que, quand on approche la main du tube, la déviation qui était de 90° diminue au bout de quelques secondes et semble être en rapport avec le rapprochement plus ou moins grand de la main. Mais c'est l'haleine qui produit les effets les plus marqués, et je ne serais pas éloigné de croire que les déviations plus ou moins grandes que provoquent les émissions des sons articulés quand on prononce séparément les différentes lettres de l'alphabet proviendraient d'une émission plus ou moins grande et plus ou moins directe des gaz échauffés sortant de la poitrine. Ce qui est certain, c'est que ce sont les lettres qui provoquent les sons les plus accentués qui déterminent les plus fortes déviations de l'aiguille galvanométrique.

Depuis la présentation que nous avons faite du microphone à la Société de Physique, bien des expériences nouvelles ont été combinées, et il nous aurait fallu recommencer notre article pour les présenter toutes dans l'ordre qui conviendrait à leur exposition logique. Nous renverrons donc le lecteur qui s'intéressera à cette question à l'ouvrage que nous publions en ce moment sur le téléphone et le phonographe. Nous croyons toutefois devoir dire encore quelques mots des nouvelles expériences de M. Hughes qui constatent ce fait incroyable au premier abord que deux microphones mis en relation peuvent, dans certaines conditions, transmettre et reproduire la parole. Déjà M. Blyth avait publié dans le *Telegraphic Journal* du 15 juin un fait de ce genre, et M. H. Robert Courtenay l'avait également constaté; mais les expériences qui ont été indiquées ayant été répétées sans succès, on n'y avait prêté qu'une médiocre attention ; celles de M. Hughes étant plus

précises et mieux définies, chacun pourra s'en faire une idée nette en les répétant.

Pour obtenir les meilleurs résultats, M. Hughes a recours au microphone parleur que nous avons déjà décrit, mais en le disposant verticalement et en adaptant le charbon fixe à une membrane de parchemin tendue devant un trou fait dans le plancher en face des charbons et en adaptant devant cette membrane, du côté opposé à ces charbons, une sorte d'entonnoir cylindrique servant d'embouchure. En parlant devant cette espèce de téléphone à ficelle, on met tout le système des charbons en vibration et l'on transmet à travers le microphone en correspondance, qui est exactement le même que celui que nous venons de décrire, une série de courants de diverses intensités qui, en réagissant sur les charbons eux-mêmes, déterminent à leurs points de contact des vibrations. Ces vibrations, communiquées à la membrane de parchemin, reproduisent la parole moins fortement, il est vrai, que dans un téléphone Bell, mais assez distinctement pour qu'on puisse la comprendre. Cet effet peut même être obtenu avec les microphones ordinaires quand on applique l'oreille contre la planche qui sert de support aux charbons et en plaçant bien verticalement le charbon mobile. Dans ces conditions, cependant, on ne peut guère percevoir que les bruits de la montre.

M. Hughes donne une théorie de ces différents effets, mais elle ne nous paraît pas assez sérieusement étudiée pour que nous en parlions ici ; il nous suffit de signaler le fait, qui est déjà assez curieux par lui-même pour nous dispenser en ce moment de tout commentaire.

FOYERS CALORIFIQUES DU Dr PAQUELIN ;

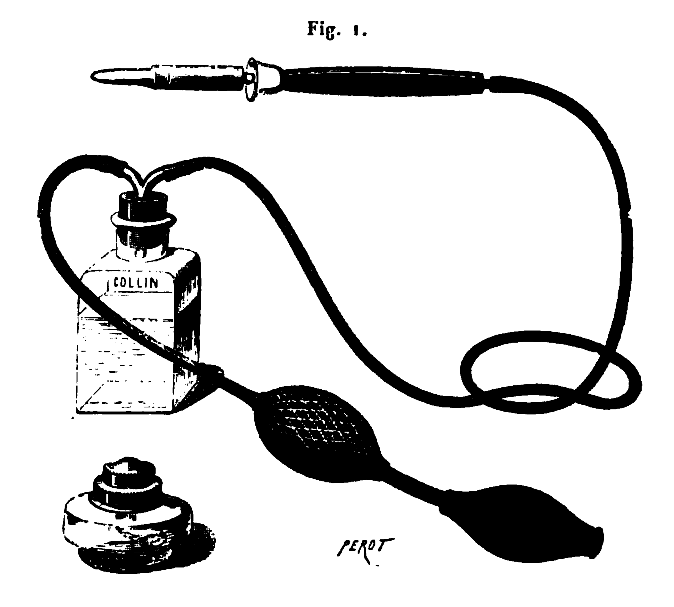
Par M. MARCEL DEPREZ.

Les foyers du Dr Paquelin, imaginés en vue d'applications médicales, se recommandent à la fois par leur simplicité et par leur puissance calorifique.

Le foyer proprement dit est formé d'une feuille de platine sans soudure, présentant une forme appropriée à l'usage auquel on le destine (boule, olive, lame de couteau droite ou courbe, pointe à

ignipuncture, etc); il est monté à demeure bout à bout sur un tube d'un autre métal, lequel est percé de trous à son extrémité libre, pour le dégagement des résidus de la combustion; de telle sorte que les deux pièces ainsi ajustées forment une sorte de chambre allongée, fermée à une de ses extrémités, ouverte à l'autre. Dans toute la longueur de cette chambre, s'étend un tube métallique qui sort de quelques millimètres à travers son extrémité ouverte, et

Fig. 1.



par lequel arrive un mélange d'air et de vapeur d'un hydrocarbure volatil (¹). Ce mélange s'effectue dans un flacon laveur contenant l'hydrocarbure, et dans lequel l'air est introduit par un petit soufflet à double vent ou poire de Richardson.

Pour se servir de l'appareil, on chauffe l'extrémité de platine de la chambre à combustion dans la flamme d'une lampe à alcool ou d'un bec de gaz, sans faire jouer la soufflerie, jusqu'à ce que l'extrémité devienne légèrement rose, ce qui a lieu en une minute à peine; puis on insuffle doucement le mélange d'air et de vapeur jusqu'à ce que le platine soit d'un rouge vif: alors la flamme disparaît subi-

(¹) C'est le liquide que l'on brûle dans les lampes à éponge et à mèche pleine, dites *lampes Mille*.

tement et toute la chaleur dégagée par la combustion apparaît sous forme de chaleur rayonnante. Dès lors, on peut retirer la lampe, le foyer est amorcé : on pourra désormais, suivant la vitesse et l'ampleur de l'insufflation, soit l'entretenir à une température constante, soit l'échauffer davantage ou le laisser refroidir ; il suffit d'accroître convenablement la pression pour ramener à l'incandescence la plus vive le platine descendu jusqu'au-dessous du rouge ; mais, si la température s'est abaissée trop bas, il devient nécessaire de réamorcer le foyer.

Pour mesurer la quantité de chaleur dégagée par les foyers du Dr Paquelin, j'ai placé l'un de ces foyers, dont le volume était de 715 millimètres cubes, dans une enveloppe de cuivre d'un volume notablement plus grand, plongée elle-même dans un vase contenant 200 grammes d'eau à la température de 13 degrés. Au bout de 2 minutes la température s'était élevée à 78 degrés. La quantité de chaleur dégagée était donc de 13 calories en 2 minutes, soit près de 400 calories par heure. Dans d'autres expériences, cette quantité de chaleur s'est élevée à 600 calories, mais alors il fallait développer un travail mécanique notable, pour forcer les gaz à traverser le foyer.

En nous bornant à cette première expérience, nous voyons qu'elle nous apprend qu'un foyer de 715 millimètres cubes peut développer 400 calories par heure, et cela en utilisant (comme cela m'a été démontré plus tard au moyen d'un calorimètre spécial) plus de la moitié de la chaleur totale produite par la combustion.

Si l'on voulait obtenir le même résultat en employant le charbon comme combustible, il faudrait brûler dans le foyer 100 grammes de charbon dans une heure, en admettant 8000 calories pour la puissance calorifique du charbon, et 0,5 pour coefficient d'utilisation. Le volume du foyer étant de 715 millimètres cubes, il est facile de voir que, si l'on faisait un foyer de 1 mètre carré de base et de 20 centimètres de hauteur (qui pourrait être constitué si l'on voulait par la réunion d'un très-grand nombre de petits foyers), la quantité de chaleur totale dégagée par heure équivaudrait à celle qui serait produite par la combustion de 2800 kilogrammes de charbon. Or, dans les locomotives, une grille de 1 mètre carré chargée d'une couche de combustible de $0^m,20$ ne peut guère brûler plus de 600 kilogrammes de combustible par heure, et cela au

moyen d'un tirage très-violent. *Le foyer en platine de M. Paquelin développe donc, à volume égal, une quantité de chaleur près de cinquante fois aussi considérable que le foyer d'une locomotive!*

La surface rayonnante du foyer est de 486 millimètres carrés, mais la plus grande partie de cette surface est portée au rouge-cerise, tandis que les points du réseau en platine situés à la sortie des gaz sont d'un blanc éblouissant. En admettant qu'ils rayonnent à eux seuls la moitié de la chaleur dégagée, soit 200 calories par heure, on trouve que ce rayonnement atteint une valeur de 280 calories par centimètre carré et par heure. Or le rayonnement de la surface solaire est de 500 calories environ par centimètre carré et par heure. Le foyer en platine est donc doué d'un pouvoir rayonnant qu'on peut évaluer au moins à la vingtième partie de celui de la surface solaire. Il ne serait pas difficile de dépasser notablement ce résultat : il suffirait pour cela d'augmenter la pression d'écoulement des gaz combustibles, mais alors on provoquerait la fusion du réseau en platine.

GALVANOMÈTRES DE FORCE ÉLECTROMOTRICE ET D'INTENSITÉ;

PAR M. A. GAIFFE.

Ces galvanomètres ne sont pas des instruments de très-grande précision, mais ils permettent de déterminer, à 1 centième près environ, rapidement et par simple lecture, la force électromotrice et l'intensité d'un courant.

Le cadre multiplicateur du galvanomètre de force électromotrice porte un fil d'une résistance considérable (environ 3000 unités de l'Association britannique), afin que celle du générateur électrique soit négligeable et que les déviations de l'aiguille aimantée soient très-sensiblement proportionnelles aux forces électromotrices.

Deux bobines additionnelles qu'on peut introduire dans le circuit, à l'aide d'une simple clef de rhéostat, permettent de rendre à volonté la résistance de l'instrument encore dix ou cinquante fois plus grande.

Le cercle gradué porte 60 divisions, 30 de chaque côté du zéro,

qui sont soigneusement établies expérimentalement, à l'aide de courants de tensions connues. Chaque division représente $\frac{1}{10}$ de volt lorsque le galvanomètre est employé seul ; la première bobine additionnelle, en décuplant la résistance du circuit, décuple aussi la valeur des divisions, qui représentent alors des volts ; enfin la seconde bobine, en quintuplant encore la résistance, donne à chaque degré la valeur de 5 volts.

L'appareil permet ainsi de mesurer des forces électromotrices variant de 0,1 à 150 unités.

Le galvanomètre d'intensité offre la même disposition générale que le précédent, mais son cadre multiplicateur a une faible résistance, afin que les déviations ne dépendent plus que de l'intensité. De plus, le rhéostat est remplacé par des dérivations à l'aide desquelles, en dérivant les courants dans des proportions connues, on donne aux divisions des valeurs en rapport avec les intensités à mesurer.

Si le galvanomètre est seul dans le circuit, ses degrés représentent des dix-millièmes d'unité de l'Association britannique ; avec la première dérivation, les divisions représentent des centièmes ; enfin avec la seconde les divisions représentent des unités.

L'instrument permet de mesurer des intensités variant entre 0,0001 et 200 unités.

Il est rare que dans les applications médicales, en vue desquelles ces instruments ont été construits, et même dans les applications industrielles, on ait à mesurer des courants dont les forces électromotrices et les intensités ne soient pas comprises dans les limites fixées plus haut. Il serait, du reste, facile d'écarter ces limites autant que cela pourrait devenir nécessaire.

S. TOLVER PRESTON. — Mode of the propagation of sound and the physical condition determining its velocity, on the basis of the kinetic theory of gases (Mécanisme de la propagation et loi physique de la vitesse du son, d'après la théorie dynamique des gaz); *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. III, 441-453, 1877.

Bien que MM. Clausius et Maxwell aient depuis longtemps fait justice des objections qui se sont élevées à diverses reprises contre la théorie dynamique des gaz, bien que, en particulier, les principes de l'Hydrodynamique aient été montrés en parfait accord avec

les idées nouvelles (¹), il restait à rendre physiquement compte de la propagation du son dans les gaz d'après la théorie dynamique, et à y rattacher tous les remarquables résultats déduits de l'ancienne doctrine et pleinement vérifiés par l'expérience. Plusieurs Mémoires importants ont été récemment publiés sur ce sujet; je relaterai ici l'explication, particulièrement claire, donnée par M. Tolver Preston, du mécanisme de la propagation des ondes sonores dans un gaz.

Dans un gaz en équilibre, les molécules se meuvent également en tous sens : le nombre des molécules marchant dans une direction donnée est à chaque instant le même que le nombre des molécules allant en sens inverse. Si donc on considère la file des molécules marchant suivant une droite donnée, on peut supposer qu'à tout instant les molécules 1, 3, 5, 7, ... vont dans un sens, tandis que les molécules 2, 4, 6, 8, ... marchent en sens opposé, toutes les molécules changeant ensemble de direction par chocs entre elles ou contre les parois.

Soit maintenant, dans un tel gaz, une paroi plane (la face extérieure de l'une des branches d'un diapason, par exemple), animée d'un mouvement vibratoire, lent par rapport au mouvement d'agitation des molécules; considérons une file de molécules, normale à la paroi : la molécule la plus rapprochée (molécule 1) viendra choquer la paroi un certain nombre de fois, pendant le mouvement d'avance de la paroi. Au premier choc, cette molécule 1 reçoit un petit accroissement de vitesse qu'elle transmet par choc à la molécule suivante (molécule 2), les deux molécules échangeant simplement leur vitesse. La molécule 1 retourne donc vers le plan avec sa vitesse normale première, et reçoit du plan mobile un second accroissement de vitesse qu'elle communique de nouveau à la sphère 2, et ainsi de suite. Après le premier choc, la molécule 2 passe à la molécule 3 l'accroissement de vitesse qu'elle a reçu de la molécule 1, et revient à la molécule 1 avec sa vitesse première. Les mêmes considérations s'appliquent à toutes les molécules de la file considérée; et durant le déplacement en avant de la paroi, une succession de petits accroissements de la vitesse sont propagés par échange sous forme d'onde, consistant en cette

(¹) *Voir* Verdet, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 34.

particularité du mouvement que les molécules se meuvent en avant avec une vitesse un peu plus grande que leur vitesse normale, et en arrière avec leur vitesse normale. La vitesse de transmission de l'onde est la vitesse même des molécules supposées d'un diamètre négligeable devant leur moyenne distance. La longueur de la pulsation ou demi-onde est évidemment proportionnelle au temps employé par la paroi à exécuter sa demi-oscillation; en d'autres termes, la longueur d'onde est proportionnelle à la période du mouvement vibratoire. Dans le mouvement en arrière de la paroi mobile, par un mécanisme identique, une succession de petits décroissements de la vitesse, formant la deuxième moitié de l'onde, est transmise sur toute la file des molécules, et la deuxième moitié de l'onde se manifeste par cette circonstance du mouvement des molécules qu'elles se meuvent en avant avec une vitesse un peu moindre que leur vitesse normale, et en arrière avec leur vitesse normale.

Il est clair toutefois que, en réalité, les molécules d'un gaz dans leurs collisions mutuelles ne se meuvent pas toutes en droite ligne, suivant la direction de la propagation de l'onde à l'instant de son passage, mais plus ou moins obliquement à cette ligne de propagation, de sorte que la propagation de l'onde sera nécessairement, dans une certaine mesure, moindre que la vitesse moyenne des molécules elles-mêmes : la vitesse du son sera, non pas égale, mais proportionnelle à la vitesse du mouvement moléculaire; mais cela ne touche rien au principe, et le mécanisme indiqué plus haut rend exactement compte de la propagation des ondes à distance, dans un gaz tel que le conçoit la théorie dynamique.

Lorsqu'une onde passe, chaque molécule reçoit dans la première moitié de l'onde un accroissement de vitesse, pendant son mouvement en avant seulement; la molécule gagne un peu de terrain en avant et en perd en arrière; et, comme cela a lieu à chaque oscillation de la molécule et que la molécule oscille un grand nombre de fois en avant et en arrière pendant le passage de l'onde, il y a finalement un gain sensible de chemin en avant pour chaque file de molécules. La masse d'air entière est poussée en avant pendant le passage de la première demi-onde sonore : ce mouvement en avant est naturellement accompagné d'une condensation de l'air.

On a exactement le même mouvement d'ensemble en arrière pendant la deuxième demi-onde, avec dilatation de l'air.

La vitesse du son, avons-nous dit, est proportionnelle à la vitesse des molécules du gaz; de sorte que, dans différents gaz, les vitesses du son sont proportionnelles aux vitesses d'agitation de ces gaz. L'expérience vérifie cette conclusion : la vitesse des molécules dans l'hydrogène est quatre fois plus grande que dans l'oxygène, et la vitesse du son dans l'hydrogène est aussi quatre fois plus grande que dans l'oxygène.

Le rapport de deux vitesses est le même pour tous les gaz. On peut en déduire la valeur du rapport des deux vitesses dans un gaz donné, l'hydrogène, par exemple. On a, en effet

$$\frac{\text{vitesse du son}}{\text{vitesse d'agitation}} = \frac{1269^{\text{m}}}{1844^{\text{m}}} = 0,688$$

si l'on adopte, pour vitesse d'agitation, la racine carrée du moyen carré des vitesses dans l'hydrogène, d'après M. Clausius; ou

$$\frac{\text{vitesse du son}}{\text{vitesse d'agitation}} = \frac{1269^{\text{m}}}{1693^{\text{m}}} = 0,743$$

si l'on prend, avec M. Maxwell, la vraie vitesse moyenne : c'est le premier nombre que choisit l'auteur. Mais la vraie solution de la question serait évidemment un calcul théorique de ce rapport d'après la constitution supposée du gaz. M. Preston ne se hasarde point sur ce terrain, et, en effet, la théorie, en l'état actuel, ne paraît pas pouvoir donner de solution certaine. C'est ainsi que M. Maxwell, dans une lettre additionnelle au Mémoire que nous analysons, donne, comme résultat d'un calcul qu'il ne développe point, $\frac{\sqrt{5}}{3} = 0,745$ pour valeur de ce rapport dans un gaz dont les molécules, supposées sphériques, auraient un diamètre négligeable vis-à-vis de leur moyenne distance; tandis que M. Roiti [1] avait évalué ce même rapport à $\frac{2}{3} = 0,667$, et M. Hoorwegg [2] à un

[1] Roiti, *Nuovo Cimento*, deux Mémoires, 1876 et 1877.

[2] Hoorwegg, *Archives néerlandaises*, 1876, et avec certaines retouches, *Beiblätter*, 1877.

nombre presque égal, bien qu'obtenu par des considérations complétement différentes, $\frac{n-2}{8-2\pi} = 0,665$.

La loi simple que la vitesse du son dans un gaz est proportionnelle à la vitesse d'agitation des molécules donne immédiatement toutes les circonstances connues de la variation de vitesse du son dans les gaz. La non-influence de la pression, l'action de la température s'en déduisent de suite, et l'auteur se plaît à faire ressortir la simplicité et la netteté de ces déductions, comparées à ce qu'il appelle l'*ancienne et vague notion* de l'élasticité.

VIOLLE.

H. LANDOLT. — Untersuchungen über optisches Drehungsvermögen : 1° Ueber die Ermittelung der specifischen Rotation activer Substanzen (Recherches sur le pouvoir rotatoire. Mesure du pouvoir rotatoire spécifique des substances actives); *Liebig's Ann.*, CLXXXIX, 1877.

Les corps qui polarisent circulairement la lumière se divisent en trois classes : 1° les corps actifs seulement à l'état cristallin; 2° les corps actifs à l'état amorphe et à l'état liquide ; 3° les corps actifs à la fois à l'état cristallisé et en dissolution.

La première classe comprend le cinabre, le cristal de roche, les chlorate, bromate, periodate de soude, les hyposulfates de potasse, strontiane, chaux, plomb, le sulfo-antimoniate de soude, l'acétate d'urane et de soude, le maticocamphre, le benzyle, le sulfate d'éthylène diamine, le carbonate de guanidine, la diacétylphénolphtaléine.

La seconde classe renferme seulement des composés du carbone qui existent dans les corps organisés et ceux qui se tirent des premiers par des réactions chimiques simples ; le cas est encore douteux pour l'acide tartrique actif obtenu artificiellement par M. Jungfleisch. La plupart de ces corps font tourner dans un sens seulement le plan de polarisation, quelques-uns le font tourner dans les deux sens.

Il nous paraît utile de reproduire ici la liste de ces substances actives et de leurs dérivés principaux.

SUBSTANCES.	ROTATION à droite.	ROTATION à gauche.	SUBSTANCES INACTIVES.
Sucres $C^{24}H^{22}O^{22}$		Sucres de canne, de lait, mycose, mélitose, mélézitose, maltose.	Synanthrose.
Sucres $C^{12}H^{12}O^{12}$	Lévulose, sucre interverti, synanthrose intervertie, sorbine.	Dextrose (sucres de miel, de raisin, d'amidon, de salycine, d'amygdaline, de phloridzine, de gomme), galactose, eucalyne.	Inosite.
Groupe de la mannite.	Mannite.	Nitromannite, mannitane, quercite, pinite, isodulcite.	Mannitose, quercitose, dulcite, nitrodulcite, érythrite.
Hydrates de carbone $C^{12}H^{10}O^{10}$.	Inuline, inuloïde, gomme arabique, gomme de *betterave*.	Amidon, xyloïdine, dextrine, glycogène, gomme arabique, *gomme de fermentation*.	Cellulose, nitrocellulose
Glycosides.	Amygdaline, ac. amygdalique (extr. ou non des amandes), salicine, populine, phloridzine, phlorétine, digitaline, cyclamine, coniférine.	Quinovine.	Glycyrrhizine, acide tannique quelquefois (actif).
Dérivés des groupes précédents.	Dérivés acétyliques de l'inuline. Alcool amylique de fermentation. Sels et éthers anhydres de l'ac. paralactique.	Dérivés acétyliques de dextrose, sucre de lait, mannite, amidon, acide saccharique. Dérivés des alcools amyliques actifs, diamyle, éthylamyle, iodamyle, cyanamyle, amylamine, valérate d'amyle, aldehyde valérique, acide valérianique, caproïque. Acide paralactique.	Acide lévulique, acide mucique, alcools butylique et octylique de *fermentation*, huile de ricin, méthylamyle, hydrure d'amyle et amylène, extraits de l'alcool amylique actif.
Acides végétaux et corps correspondants.	Acide tartrique gauche, sels de cet acide, tartramide gauche. Acide malique naturel. Malate d'ammoniaque dans l'eau. Malate acide de chaux dans l'eau. Malamide.	Acide tartrique droit, sels de cet acide, tartramide droit, acide métatartrique, acide ditartrique. Acide malique de l'acide tartrique droit ou de l'asparagine. Malate d'ammoniaque dans l'acide azotique. Malate de chaux dans l'ammoniaque. Malate de zinc et antimoniate d'ammoniaque dans l'eau.	Acide racémique, ac. tartrique obtenu par synthèse, acide pyrotartrique, acide nitrotartrique. Acide malique obtenu par synthèse. Acides maléique, fumarique, succinique. Acide citrique. Acide citramalique.

SUBSTANCES.	ROTATION. à gauche.	ROTATION. à droite.	INACTIFS.
Acides végétaux et corps correspondants.	Asparagine en dissolution aqueuse ou alcoolique. Acide aspartique en dissolutions alcalines. Acide glutarique. Acide quinique.	Asparagine en dissolutions, acides. Acide aspartique en dissolutions acides Acide glutamique. Acide quinovique en dissolutions alcalines.	Acides aspartique, fumarique, maléique.
Terpène $C^{10}H^{16}$	Essence gauche de térébenthine ou térébenthène (extraite en France du *Pinus maritima*, à Venise du *Pinus Larix templinöl*, des *Pinus picea* et *pumilio*). Chlorhydrate de térébenthène, térécamphène. Hydrate liquide de terpilène.	Essence droite de térébenthine ou australène (extraite en Angleterre et en Amérique du *Pinus balsamica*, *australis* et *toeda*, en Allemagne du *Pinus abies nigra* et *sylvestris*). Chlorhydrate d'australène, austrocamphène. Essences de citron, d'orange.	Camphène, camphilène, térébène, térébilène, polytérébène, terpilène. Hydrate solide de térébenthine.
Essences.	Essences de copahu, de cubèbe, de lavande, de persil, de rue, de rose, de tanaisie, de thym, de genièvre. Essences droites et gauches de poivre, de cumin, de romarin, de sauge, de sabine.	Essences d'aneth, de cascarille, de camomille, de coriandre, de fenouil, de muscade, de myrthe, de sassafras.	Essences d'anis, de cassia, d'œillet, de cannelle, de thym, de gaultheria, d'amandes amères. Essence de moutarde.
Résines.	Acides sylvique, pimarique, gaïacique.	Acide podocarpique.	
Camphres.	Camphres de matricaire, de menthe, de patchouli, de garance. Bornéol. Acide camphorique du camphre de matricaire, acide camphorique anhydre et acide campholique du camphre droit.	Camphre des laurinées, de bornéo, de succin, de romarin, éthyl et amylcamphres. Acide camphorique du camphre des laurinées, sels de l'acide camphorique droit, acide camphique.	Essence de géranium, camphre de lavande, camphène, sulfocamphres.
Alcaloïdes.	Quinine, cinchonidine, morphine, narcotine dans l'alcool, pseudomorphine, thébaïne, papavérine, laudanine, strychnine, brucine, nicotine, atropine, aconitine, sels de ces bases.	Quinidine, cinchonine, quinicine, cinchonicine, narcotine en dissolutions acides, laudanosine, cicutine, pelosine, sels de ces bases.	Méconine, narcéine, hydrocotarnine, cryptopine, aricine, bélaïne, berbérine, vératrine, émétine, pipérine.
Substances amères, etc.	Santonine, acide santonique, picrotoxine, jalappine.	Hématoxyline.	

SUBSTANCES.	ROTATION. à gauche.	à droite.	INACTIFS.
Matières de la bile.	Cholestérine.	Acide glycocholique, taurocholique, cholalique, choloïdinique, hyoglycocholique, hyocholoïdinique et lithofellique.	
Colles.	Gélatine, chondrine.		
Matières albumineuses.	Albumine du sérum, albumine de l'œuf, paralbumine, caséine, syntonine, peptone.		

On connaît environ 120 substances naturelles actives, 60 gauches, 50 droites et 10 droites et gauches.

La troisième classe comprend seulement le sulfate de strychnine hydraté (système quadratique) et l'alun d'amylamine (système régulier).

Dans la première classe, la dissymétrie moléculaire se traduit extérieurement par l'hémiédrie des cristaux; dans la seconde elle doit se trouver dans les molécules elles-mêmes, puisque ces substances à l'état de vapeur font tourner le plan de polarisation. D'après les idées de M. Pasteur, les molécules qui ne sont pas superposables à leur image vue dans un miroir sont seules actives.

Un certain nombre de corps inactifs peuvent se décomposer en deux corps actifs, l'un dans un sens, l'autre dans l'autre.

ACTIFS Droits.	Gauches.	INACTIFS Combinaisons de molécules des modifications gauches et droites en nombre égal.	Résultat d'une autre disposition des molécules.
Acide tartrique droit	Acide tartrique gauche.	Acide racémique.	Acide mésotartrique.
Acide malique, extrait de l'acide tartrique droit.	Acide malique naturel.	Acide malique de l'acide racémique.	Acide malique de l'acide succinique.
Camphre des laurinées.	Camphre de matricaire.	Camphre racémique.	
Acide camphorique du camphre des laurinées.	Acide camphorique du camphre de matricaire.	Paracamphre et camphre racémique ou camphre de lavande.	Mésocamphre.
Acide éthylidénolactique (paralactique) actif.			Acide éthylidénolactique inactif. Acide lactique de fermentation.

Dans la théorie de MM. Le Bel et Van't Hofft, les molécules actives sont formées d'un atome de carbone combiné à quatre radicaux différents, ce qui établit une dissymétrie. Les combinaisons actives ont toujours au moins un atome de carbone dissymétrique, mais cette condition, qui est nécessaire, n'est pas suffisante ; les corps inactifs contenant cet atome sont peut-être décomposables en deux modifications actives en sens inverse.

MM. Oudemans et Hesse (1875) ont repris les expériences de Biot sur l'influence que la concentration des solutions exerce sur le pouvoir rotatoire spécifique $[\alpha]$ $\left([\alpha] = \frac{100\,\alpha}{l d q}\right.$ est la rotation produite par une couche d'épaisseur l; d désigne la densité, q le poids de la substance active pour 100 de dissolvant$\left.\right)$. Cette quantité peut être représentée par la formule

$$[\alpha] = A + Bq + Cq^2$$

et dans beaucoup de cas $C = 0$.

L'auteur a mesuré, avec l'appareil de polarisation de Mitscherlich et deux polaristrobomètres de Wild, la rotation produite par une série de dissolutions de concentration variable (essence de térébenthine gauche et acide acétique, benzol et alcool, essence de térébenthine droite et alcool, tartrate d'éthyle dans l'eau, esprit-de-bois et alcool, nicotine dans l'eau et l'alcool). Il a représenté graphiquement les résultats en prenant q pour abscisse et les rotations pour ordonnées.

Ces expériences conduisent aux deux lois suivantes :

1° Le pouvoir spécifique des corps actifs change d'une manière continue, lorsqu'on augmente la proportion de liquide inactif; il y a augmentation (essence de térébenthine, tartrate d'éthyle), ou diminution (nicotine, camphre); la différence avec le pouvoir rotatoire du corps pur est d'autant plus grande que la dissolution est plus étendue.

2° Connaissant le pouvoir spécifique d'un certain nombre de dissolutions, on peut calculer celui du corps pur d'autant plus exactement : 1° que le changement produit par le dissolvant est plus faible ; 2° que la courbe qui représente la variation a une courbure

plus faible ; 3° que la concentration de la dissolution est plus grande.

SUBSTANCES.	DISSOLVANTS.	$[\alpha]_D$ pour $q = 0$.	$[\alpha]_D$ pour $q = 100$.	DIFFÉRENCES.
Essence de térében-thine (G.)	Alcool.......	36,97	36,79	+ 1,82
	Benzol......	36,97	39,79	+ 2,82
	Acide acétique	36,89	40,72	+ 3,83
Essence de térében-thine (D.).	Alcool.......	14,77	15,35	+ 1,18
Nicotine (G.)	Alcool.....	160,83	138,59	— 22,24
	Eau.........	161,29	74,13	— 87,16
Tartrate d'éthyle (D.)	Alcool.......	8,27	10,19	+ 1,92
	Esprit-de-bois	8,42	11,19	+ 2,77
	Eau.........	8,09	28,12	+ 20,03

Les valeurs de A, déduites d'expériences faites avec différents dissolvants, sont très-concordantes. On trouve par exemple, pour l'essence de térébenthine gauche :

Observée directement.................	37,01
Déduit de la dissolution dans l'alcool...	36,97
» » le benzol.	36,97
» » l'acide acétique...	36,89

On obtient de même avec le camphre.

DISSOLVANTS.	$[\alpha]$ pour $q = 0$.	$[\alpha]$ pour $q = 100$.	DIFFÉRENCES.
Acide acétique.....	55,5	41,8	13,7
Éther acétique............	55,2	50,8	4,4
Éther monochloracétique..	55,7	49,0	6,7
Benzol.......	55,2	38,9	16,3
Dyméthylaniline....	55,8	40,9	14,9
Esprit-de-bois.....	56,2	45,3	10,9
Alcool.................	54,4	41,9	12,5

La rotation spécifique moyenne du camphre pur à 20° est 50°,4 ; on pourrait déterminer par ce procédé le pouvoir rota-

toire d'autres corps actifs. Ce travail a été fait seulement pour le sucre de raisin et le sucre de canne, par M. Tollens ; pour le sucre de canne, par M. Schmitz.

C. Daguenet.

J. FROHLICH. — **Einführung des Princips der Erhaltung der Energie in die Theorie der Diffraction** (Introduction du principe de la conservation de l'énergie dans la théorie de la diffraction); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 376, 568, 1878.

J. FROHLICH. — **Experimental Untersuchungen über die Intensität des gebeugten Lichtes** (Recherches expérimentales sur l'intensité de la lumière diffractée); *Ann. der Physik*, t. III, p. 567, 1878.

La théorie de la diffraction présente une lacune. Elle permet, il est vrai, de déterminer les positions des maxima et des minima d'intensité lumineuse sur un écran placé en arrière de l'appareil de diffraction, mais non de calculer la valeur absolue de l'intensité lumineuse comparée à celle de la lumière incidente.

Soit, par exemple, le cas de la diffraction opérée par une ouverture rectangulaire de longueur a, de largeur b. Prenons trois axes de coordonnées rectangulaires, Oz normal au plan de l'ouverture, Ox et Oy parallèles aux deux côtés du rectangle; proposons-nous d'évaluer l'intensité lumineuse, dans une direction dont les projections sur les plans zOx et zOy, font avec Oz les angles φ et ψ, que nous supposerons toujours très-petits. En désignant par $\mathcal{A}$ et A les amplitudes des vibrations de la lumière incidente et diffractée, on admet, d'après la théorie de Fresnel, la relation

$$A = \mathcal{A}ab\,\frac{\sin\dfrac{\varpi a\sin\varphi}{\lambda}}{\dfrac{\varpi a\sin\varphi}{\lambda}}\,\frac{\sin\dfrac{\varpi b\sin\psi}{\lambda}}{\dfrac{\varpi b\sin\psi}{\lambda}}.$$

Cette expression, propre à fournir les valeurs de φ et de ψ correspondant aux maxima et aux minima d'intensité, ne peut être l'expression exacte de l'amplitude vibratoire; car si l'on considère une sphère, de rayon indéfiniment croissant, ayant pour centre le centre de l'ouverture, l'intensité lumineuse totale reçue par cette sphère (même dans un cône de petite ouverture, ayant pour axe l'axe des z,) irait en croissant indéfiniment avec ρ. Il faut donc intro-

duire dans la valeur de A un coefficient M indépendant de φ et ψ, mais décroissant quand la distance ρ de l'écran à l'ouverture augmente.

Pour déterminer la forme de ce coefficient M, M. Fröhlich introduit ce principe évident, que *l'énergie totale du mouvement lumineux* (*intensité*) *dans la lumière diffractée est au plus égale à l'énergie du mouvement lumineux incident, qui correspond aux ouvertures de l'appareil de diffraction.* On ne peut, *a priori*, fixer quel est le rapport des deux intensités, car il se pourrait que, par le fait de la diffraction, une certaine quantité d'énergie lumineuse se transformât en chaleur, par exemple. Mais il est naturel de supposer d'abord que toute l'énergie lumineuse incidente se retrouve dans la lumière diffractée, sauf à comparer ensuite les résultats de cette théorie à ceux de l'expérience.

L'auteur se borne à considérer le cas où les angles φ et ψ sont assez petits pour qu'on puisse les confondre avec leurs sinus. On a alors

$$A = M\,\mathcal{A}ab\,\frac{\sin\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}{\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}\,\frac{\sin\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}{\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}.$$

Plaçons immédiatement derrière l'ouverture une lentille de foyer ρ, et un écran à la distance ρ. L'élément de cet écran a pour surface $\rho^2\,d\varphi\,d\psi$, et l'intensité lumineuse qu'il reçoit est

$$\rho^2 M^2 \mathcal{A}^2 a^2 b^2 \int \frac{\sin^2\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}{\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}\,\frac{\sin^2\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}{\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}\,d\varphi\,d\psi.$$

Cette intensité doit être égale à $\mathcal{A}^2 ab$. On a donc pour déterminer M, l'équation

$$\mathcal{A}^2 ab = \rho^2 M^2 \mathcal{A}^2 a^2 b^2 \int \frac{\sin^2\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}{\frac{\varpi a\varphi}{\lambda}}\,\frac{\sin^2\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}{\frac{\varpi b\psi}{\lambda}}\,d\varphi d\psi.$$

Les intégrales du second membre ne prennent plus d'accroissement sensible à partir de valeurs très-faibles de φ et de ψ, puisque l'intensité de la lumière diffractée est négligeable à une distance

angulaire notable de la normale. On peut donc, sans inconvénient, prendre comme limites de l'intégration $-\infty$ et $+\infty$; et l'on trouve alors que la valeur de l'intégrale double est $\frac{\lambda}{ab}$. On a donc pour valeur de M

$$M = \frac{1}{\rho\lambda}.$$

M. Fröhlich calcule la quantité de lumière contenue entre deux minima consécutifs, en prenant pour unité la quantité de lumière incidente, et il applique la même méthode de calcul au cas des réseaux dont les traits sont parfaitement opaques. Tel est l'objet de son premier Mémoire.

Dans le second il décrit les expériences qu'il a réalisées, pour comparer directement les intensités lumineuses des images successives données par les réseaux à l'intensité de la lumière incidente. L'appareil de mesure a pour organe essentiel une lentille L, coupée en deux, comme celle de l'héliomètre. Au foyer d'une première lentille l, est une fente de largeur variable, éclairée par la lumière monochromatique du sodium. La partie inférieure du faisceau parallèle émergent traverse un diaphragme D, et un prisme biréfringent compensé P_1, qui ne dévie pas sensiblement le rayon ordinaire; enfin ce faisceau arrive sur la moitié inférieure de l'héliomètre L, dont l'axe coïncide presque avec celui de la lentille l; la moitié supérieure du faisceau traverse une ouverture O du diaphragme et la moitié supérieure de l'héliomètre. Par un déplacement convenable des deux moitiés de la lentille L, on peut amener les deux images presque au contact, et par conséquent comparer leur intensité.

Les ouvertures du diaphragme sont tellement choisies que, quand on place devant l'oculaire un analyseur P_2, avec sa section principale parallèle à celle du prisme biréfringent P_1, les images fournies par les deux moitiés de l'héliomètre possèdent la même intensité. Quand l'analyseur tourne d'un angle η_0, les intensités sont entre elles comme $1 : \cos^2\eta_0$.

Maintenant si, en avant de l'ouverture O, on place un réseau dont la partie utile est plus large que cette ouverture, il se produit au foyer de l'héliomètre une rangée horizontale d'images, formées de lumière naturelle, et l'image moyenne coïncide avec l'image

obtenue sans réseau. Pour mesurer l'intensité de l'une des images, on agit sur la vis micrométrique de l'héliomètre, de manière à la rapprocher de l'image polarisée, et l'on fait varier l'intensité de celle-ci par la rotation de l'analyseur. La largeur de la fente est choisie, pour chaque réseau, de telle sorte que son image ait à peu près la largeur de l'intervalle entre deux images produites par diffraction.

Voici, comme exemple, quelques-uns des résultats obtenus par M. Fröhlich. L'unité adoptée est toujours l'intensité de la lumière incidente; d représente la distance du centre de deux ouvertures successives du réseau, n le nombre de ces ouvertures, a leur largeur, et l'on pose $m = \frac{d}{a}$.

Numéro de l'image	$m = 1,1502$. $d = 0^{mm},500$. $n = 40$ Intensité observée.	calculée.	$m = 2,252$. $d = 0,500$. $n = 40$ Intensité observée.	calculée.
0..........	0,6890	0,6404	0,1680	0,1663
1..........	0,0171	0,0139	0,0765	0,0828
2..........	0,0137	0,0117	0,0022	0,0025
3..........	0,0081	0,0080	0,0048	0,0070
4..........	0,0026	0,0052		

E. Bouty.

W. VOIGT. — **Zur Fresnel'schen Theorie der Diffractionserscheinungen** (Théorie de Fresnel relative à la diffraction); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 532, 1878.

La méthode employée par Fresnel consiste à substituer à un point lumineux l'une des ondes qui en émanent, et à considérer individuellement chaque point de l'onde comme une source de lumière, envoyant dans une direction, qui fait un angle φ avec la normale à l'onde, une intensité lumineuse décroissant rapidement quand φ augmente, suivant une loi inconnue.

M. Voigt montre que la substitution proposée par Fresnel donne des résultats exacts en ce qui concerne l'intensité, mais que la phase de vibration, calculée pour un point déterminé, n'est pas la même suivant que l'on considère la lumière comme émanant directement du point lumineux ou d'une surface d'onde intermédiaire;

ce dernier mode de calcul fournit, par rapport au premier, un retard constant égal à $\frac{\lambda}{4}$.

L'auteur cherche à substituer aux formules de Fresnel des formules déduites directement de la théorie de l'élasticité. Celles auxquelles il parvient ne présentent plus la contradiction précédente en ce qui concerne la phase ; mais elles ne sont applicables que pour une très-faible obliquité de la direction d'observation par rapport à la normale de l'onde. E. Bouty.

Fleeming JENKIN et J.-A. EWING. — Helmholtz's vowel theory and the phonograph (La théorie des voyelles de Helmholtz et le phonographe); *Nature*, vol. XIII, n° 347, 14 mars 1878.

Prononcez une voyelle quelconque devant le phonographe, puis faites-le parler, en tournant plus ou moins vite ; la hauteur du son en sera altérée, mais non le son de la voyelle, qui restera toujours le même. Cependant, si l'on chante une gamme sur une seule voyelle, les formes d'onde indiquées par les marques de la feuille d'étain semblent varier avec la hauteur du son.

A. Potier.

W.-H. PREECE. — On some physical points connected with the telephone (Sur quelques points de Physique concernant le téléphone); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. V, p. 281-292, 1878.

Nous conserverons la division du sujet adoptée par l'auteur.

I. *Du téléphone comme source d'électricité.* — Les vibrations de la plaque du téléphone modifient les lignes de force du champ magnétique et amènent ainsi la production de courants d'induction dans le fil. Ces courants sont extrêmement faibles, car un déplacement de $\frac{1}{1000000}$ de millimètre suffit, d'après lord Rayleigh, pour produire des vibrations sonores. M. Brough a calculé que le plus fort courant téléphonique ne dépasse jamais un billionième de Weber.

II. *Du téléphone comme récepteur.* — Les courants intermittents, lancés dans la ligne, produisent dans les lignes de force de l'aimant récepteur des variations correspondant à celles du premier aimant, et les vibrations se reproduisent.

III. *Fonctionnement du téléphone.* — Les différentes voix s'entendent inégalement. Le chant se transmet avec une grande précision : il en est de même du son des instruments à vent. « Un bugle résonnant à Londres a été entendu distinctement par mille personnes dans la grande halle au blé de Basingstoke. »

IV. *Expériences.* — M. Wilmot a essayé, sans grand succès, de multiplier le nombre des plaques, des bobines et des aimants. Les changements dans la forme, l'intensité et la position des aimants ne furent pas plus heureux. Le meilleur résultat a été obtenu, dès le principe, par M. Bell, au moyen d'un faisceau aimanté en fer à cheval. Un de ses appareils permit à sept ou huit personnes d'entendre la voix distinctement de Londres à Southampton.

V. *Applications.* — Le téléphone révèle l'existence de courants insensibles à tous les galvanomètres. On peut l'employer pour l'étude des courants d'induction très-faibles. Il permet de mesurer les plus faibles résistances avec le pont de Wheatstone, en constatant l'absence de tout courant dans le pont, avec une précision inconnue jusqu'ici. M. Niaudet l'a appliqué à l'étude des faibles courants provenant des sources douteuses d'électricité. Enfin on peut s'en servir pour éprouver les supports isolants.

VI. *Conclusions et résultats.* — L'usage du téléphone est restreint par la production de courants induits capables de masquer les courants téléphoniques. Ainsi, en raison des extra-courants, on entend mieux à travers un fil de 100 milles *étendu* dans la mer qu'à travers un fil de 20 milles *enroulé*.

On sait que, si deux fils sont voisins sur une grande longueur, les courants qui traversent le premier donnent dans le second des courants sensibles au galvanomètre. Le téléphone accuse encore ces courants quand les fils ne s'accompagnent que sur une longueur d'un pied. Il en résulte une grande difficulté d'employer le téléphone dans le voisinage de fils télégraphiques. Il y a trois manières de combattre cette perturbation :

1° En augmentant l'intensité des courants téléphoniques et en diminuant la sensibilité de l'instrument : c'est ce que M. Edison est en train de réaliser ;

2° En protégeant le fil contre l'induction. Un fil traversé par un

courant produit dans un fil de fer voisin une induction électrique et une induction magnétique. On élimine ces deux effets en entourant le fil téléphonique d'une armature en fer communiquant avec le sol;

3° En neutralisant les effets de l'induction. M. Bell a obtenu ce résultat au moyen d'un fil de retour dont la distance au premier est négligeable par rapport à celle des fils perturbateurs.

Une autre difficulté réside dans la déperdition par les supports. Les courants provenant des fils voisins y trouvent un chemin pour pénétrer dans le circuit téléphonique, surtout en temps de pluie. Un inconvénient analogue est causé par un sol peu conducteur, où le fil téléphonique plonge ainsi que les fils télégraphiques voisins.

Les courants terrestres occasionnent aussi dans le téléphone un bruit assez semblable à celui des flots qui se brisent contre le rivage. Ces phénomènes sont surtout très-intenses pendant les aurores boréales. Les orages agissent de même. On peut percevoir un son produit par un éclair trop éloigné pour être vu. Quand l'éclair est visible, le Dr Channing compare le son à celui d'une goutte de métal fondu tombant dans l'eau. Il constate même que l'on entend le son *avant* l'apparition de l'éclair. En somme, l'instrument rend toujours quelques sons provenant des changements atmosphériques.

On craignait, dans le principe, que les câbles sous-marins ne fussent impropres au circuit téléphonique. Cependant on réussit à entendre la parole à travers 200 milles de câble, et le chant à une distance beaucoup plus grande. Des résultats semblables ont été obtenus avec des fils souterrains. L'induction retarde et prolonge dans de pareils fils la propagation du courant, mais la vibration de la lame du téléphone récepteur produit un courant induit qui neutralise le premier. La ligne devient ainsi capable de transmettre un second courant.

DAMIEN.

H. HAGA. — Ueber die durch das Strömen von Wasser in Capillarröhren erzeugte electromotorische Kraft (Force électromotrice produite par le passage de l'eau dans des tuyaux capillaires); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 326, 1877.

J.-W. CLARK. — Même sujet. *Ibid.*, p. 335.

Les deux auteurs ont employé l'électromètre à quadrants pour

la mesure des forces électromotrices. Le premier, n'employant que des tubes capillaires auxquels s'applique la formule de Poiseuille, a trouvé les forces électromotrices indépendantes de la longueur et parfaitement proportionnelles à la pression, mais l'influence très-grande de la nature des parois ne lui a pas permis de trouver une relation entre le diamètre et la force électromotrice; il avait cru d'abord cette force proportionnelle au rayon.

M. Clark trouve, au contraire, que la force augmente quand le rayon diminue; que pour des tubes non capillaires, la force diminue quand la longueur augmente, et qu'enfin elle diminue aussi avec le temps; toutefois on lui restitue sa valeur primitive en nettoyant le tube avec de l'eau et de l'acide sulfurique (1).

A. Potier.

R. CLAUSIUS. — Ueber die Behandlung der zwischen linearen Strömen und Leitern stattfindenden ponderomotrischen und elektromotrischen Kräfte nach dem elektrodynamischen Grundgesetze (Calcul des actions réciproques des courants basés sur un nouveau principe d'électrodynamique); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. Ier, p. 14, 1877.

La formule élémentaire proposée par M. Clausius pour remplacer celle de Weber a été déjà indiquée : elle conduit, pour l'action mutuelle de deux éléments de courants, à la formule de Grassmann et Renard, pour la force électromotrice induite par un courant fermé à la formule de Neumann.

A. Potier.

W. FEUSSNER. — Neuer Beweis der Unrichtigkeit des Emissionstheorie des Lichts (Nouvelle preuve de l'inexactitude de la théorie de l'émission de la lumière); *Annales de Poggendorff*, t. CLX, p. 317, 1877.

L'auteur, appliquant la théorie des accès telle qu'elle a été donnée par Newton et développée par Biot, cherche à déterminer ce qui doit arriver quand on produit les anneaux de Newton entre une lame et une lentille de verre, et que l'on interpose obliquement une deuxième lame de verre, soit sur le trajet des rayons incidents, soit entre la lentille et la lame.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 287.

On voit aisément que la théorie des ondes, d'accord avec l'expérience, indique que, dans le premier cas, le diamètre des anneaux ne sera pas modifié; que, dans le second, les anneaux se déplaceront en conservant leur espacement. La théorie des accès ferait prévoir des phénomènes tout différents.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIII. — Février 1878.

Raoul Pictet. — *Mémoire sur la liquéfaction de l'oxygène, la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène, et sur les théories des changements d'état des corps*, p. 145.

L. Mouton. — *Sur la réflexion métallique des rayons calorifiques obscurs polarisés*, p. 229.

Bertin. — *Sur la structure optique de la glace*, p. 283.

5e série. — Tome XIII. — Avril 1878.

Warren de la Rue et Hugo W. Muller. — *Expériences sur la décharge disruptive, faites avec la pile à chlorure d'argent*, p. 433.

Bertin. — *Théorie élémentaire des lentilles sphériques, minces ou épaisses*, p. 476.

Bertin. — *Sur le microphone de M. Hughes*, p. 570.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome V. — Juin 1878.

Robert Sabine. — *Expériences électriques sur le sélénium cristallisé.*

G. Quincke. — *Angle de raccordement et extension des liquides à la surface des corps solides.*

F. Guthrie. — *Influence de la température sur le passage de l'air à travers les tubes capillaires.*

L. Bleekrode. — *Conductibilité électrique et électrolyse des composés chimiques.*

Pr. Challis. — *Explication théorique du radiomètre, de l'othéoscope et du téléphone.*

G. Johnstone Stoney. — *Quelques effets remarquables des « couches de Crookes », ou strates comprimées et polarisées de gaz, sous la pression ordinaire de l'atmosphère.*

Annalen der Physik und Chimie.

Nouvelle série. — Tome III. — N° 4. — Année 1878.

K. Schering. — *Sur les courants développés par le frottement*, p. 465.

K. Antolik. — *Glissement des étincelles et position des lignes où s'opère la combinaison électrique*, p. 483.

E. Edlund. — *Remarques sur les forces électromotrices produites par l'écoulement des liquides à travers des tubes*, p. 489.

H. Buff. — *Boussole des tangentes pour cours publics*, p. 494.

F. Auerbach. — *Distribution des courants électriques stationnaires dans une surface conductrice*, p. 498.

L. Sohncke. — *Influence de la température sur le pouvoir rotatoire du quartz et du chlorate de soude*, p. 516.

W. Voigt. — *Théorie de Fresnel sur la diffraction*, p. 532.

J. Fröhlich. — *Recherches expérimentales sur l'intensité de la lumière diffractée*, p. 568.

K. Zöppritz. — *Problème d'Hydrodynamique relatif à la théorie des courants marins*, p. 582.

Fr. Neesen. — *Modification de la pompe à mercure*, p. 608.

K.-R. Koch. — *Méthode exacte pour mesurer les épaisseurs au moyen du sphéromètre*, p. 611.

A. Ritter. — *Note sur deux modèles des surfaces qui représentent la relation entre la pression, le volume et la température de l'eau*, p. 614.

H.-W. Vogel. — *Spectre de la lumière produite par l'explosion du coton-poudre*, p. 615.

Nouvelle série. — Tome IV. — N° 5. — Année 1878.

F. Kohlrausch. — *Mesure des indices de réfraction au moyen de la réflexion totale*, p. 1.

A. Kundt. — *Influence du dissolvant sur les spectres d'absorption des milieux absorbants dissous*, p. 34.

E. Lommel. — *Théorie de la double réfraction*, p. 55.

M. Von Waha. — *Mouvements électriques des liquides*, p. 68.

C. Fromme. — *Recherches expérimentales sur le magnétisme*, p. 76.

Th. Wand. — *Résonnance des cavités*, p. 107.

G. Recknagel. — *Nouvel anémomètre*, 149.

H. Herwig. — *Réponse à une remarque du Dr Meyerstein*, p. 175.

EXPÉRIENCES SUR LA DÉCHARGE DISRUPTIVE FAITES AVEC LA PILE AU CHLORURE D'ARGENT ;

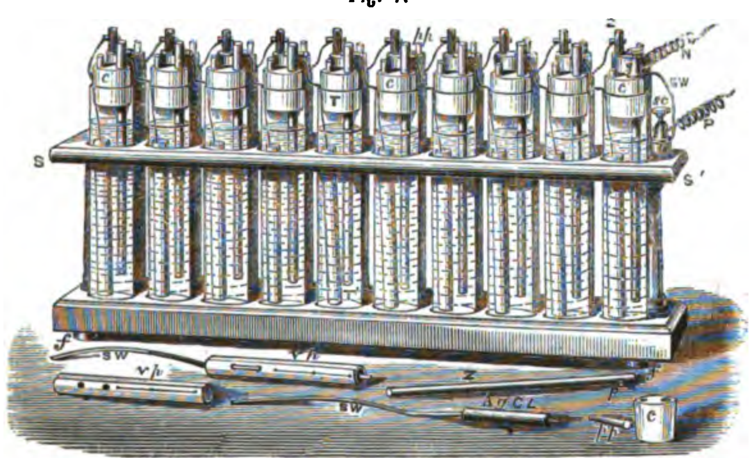
PAR MM. WARREN DE LA RUE ET HUGO W. MULLER.

(Extrait.)

1. Il y a quelques années, nous avons publié les résultats d'expériences faites avec la pile constante à chlorure d'argent. La pile dont nous nous sommes servis en 1875 était de 3240 éléments; dans ce moment, nous avons 8040 éléments en action et 2960 nouveaux prêts à être chargés, ce qui fera un total de 11 000.

Cette pile est disposée par séries de 20 éléments réunis comme le montre la *fig.* 1. On a dessiné à part les parties dont chaque

Fig. 1.



élément est formé, savoir : la tige de zinc Z, le cylindre de chlorure d'argent Ag Cl fondu sur le fil d'argent aplati SW, le cylindre de parchemin végétal V*p* ouvert aux deux bouts, ce même cylindre de parchemin en place autour du cylindre de chlorure d'argent, enfin le bouchon en paraffine C, percé de deux trous, par l'un desquels passe la tige de zinc et dont l'autre sert à l'introduction du liquide; ce dernier est ensuite fermé par une petite tige de paraffine *pp*. Le parchemin a pour but d'empêcher le contact du zinc et du chlorure; il est enroulé plusieurs fois sur un moule pour en

former un cylindre, puis collé sur le bord par un vernis à la gomme laque et serré par un fil pour empêcher qu'il ne se déroule.

Le liquide employé est une dissolution de chlorhydrate d'ammoniaque, renfermant 23 grammes de sel par litre d'eau. Les vases peuvent être clos d'une manière absolue, sans craindre un dégagement d'hydrogène, en fondant le bouchon de paraffine, à l'aide d'un fer chaud, le long de la paroi du verre et autour de la tige de zinc. Généralement on casse beaucoup de tubes, soit au moment de la fermeture, soit sans cause apparente, et le plus souvent par le fond après que le liquide a été introduit; la perte peut atteindre $\frac{1}{100}$.

Les séries d'éléments sont rangées dans des armoires renfermant les unes 1080 éléments, les autres 1200 [1].

La pile fonctionne d'autant mieux qu'on l'emploie plus fréquemment; quand elle reste longtemps en repos, il se forme une couche très-adhérente d'oxychlorure de zinc [2] qui introduit une énorme résistance dans chaque élément et réduit beaucoup l'intensité du courant que l'on peut obtenir dans un circuit de faible résistance; cet inconvénient est négligeable quand il s'agit d'étudier les distances explosives ou de faire des expériences avec les tubes à gaz raréfiés.

L'intensité du courant est remarquablement constante : si l'on ferme la pile par un circuit peu résistant muni d'un galvanomètre, l'aiguille reste immobile pendant plusieurs heures; nous avons eu l'occasion de le vérifier bien des fois. Ainsi une pile de 10 éléments fut réunie par deux galvanomètres avec un vase renfermant une dissolution de 1 partie d'azotate d'argent dans 5 parties d'eau. Les deux électrodes d'argent furent pesées au commencement et à la fin de l'expérience. Le courant fut continué pendant une heure, les deux galvanomètres indiquant des déviations absolument constantes :

L'électrode positive avait perdu.....	0gr,617
L'électrode négative avait gagné....	0,616
Moyenne...........	0,6165

ce qui faisait $\frac{0,6165}{3600} = 0^{gr},0001713$ par seconde.

---

(1) Le prix du chlorure d'argent et de l'argent, y compris le travail, est d'environ 2fr,50 par élément.

(2) Ce dépôt d'oxychlorure est en plaques hexagonales, et correspond à la formule $4ZnO, 3ZnCl^2 + 20H^2O$.

La résistance de la pile était de 55^{ohms}, celle de l'électrolyte de 3^{ohms} et celle des galvanomètres de 5,24, formant un total de $63^{ohms},24$. La réduction d'argent par chaque élément pour une résistance de 1^{ohm} est donc, pendant une seconde, de

$$\frac{0,0001713 \times 63,24}{10} = 0^{gr},0010833.$$

La moyenne de quatre autres expériences a donné $1^{mgr},0945$ d'argent réduit par seconde pour une résistance de 1^{ohm}. Comme la force électromotrice de la pile est égale à $1^{volt},03$, il en résulte, pour 1^{volt} et 1^{ohm}, $1^{mgr},0626$, au lieu de $1^{mgr},1363$, nombre donné par M. Kohlrausch.

La force électromotrice de la pile à chlorure d'argent a été déterminée plusieurs fois par comparaison avec l'étalon à sulfate de mercure de Latimer-Clark, lequel est de $1^{volt},457$, en mesurant l'intensité du courant obtenu dans un circuit de très-grande résistance. On a obtenu ainsi les nombres

1,059
1,002
1,031

dont la moyenne est 1,03.

Nous avons déterminé aussi la force électromotrice des éléments dans lesquels on remplace le chlorure d'argent par un autre sel haloïde, et nous avons trouvé :

		volts
Pour le chlorure d'argent	....	1,03
» bromure »	....	0,908
» iodure »	....	0,758

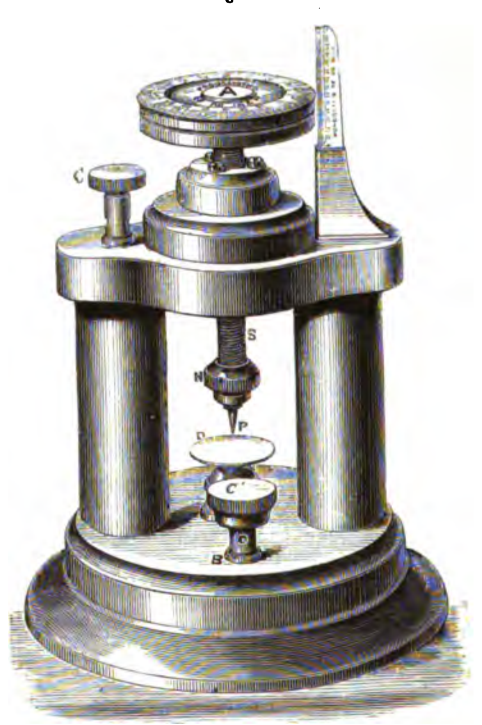
Ces éléments peuvent être combinés avec les éléments à chlorure, de manière à constituer un nombre exact de volts.

2. Pour mesurer la longueur de l'étincelle, nous employons le micromètre à décharges représenté par la *fig.* 2. La monture est en ébonite. Le pas de la vis est de $\frac{1}{50}$ de pouce et le bouton d'ébonite A permet d'évaluer $\frac{1}{10000}$ de pouce sans difficulté. On peut adapter à la partie inférieure de la vis des extrémités polaires de

différentes formes, et mesurer des distances entre elles et le plateau inférieur D, jusqu'à $29^{mm},5$. Les bornes C et C′ communiquent séparément avec la vis et le plateau et servent à attacher les fils de communication.

Le même instrument peut être placé sous la cloche d'une pompe pneumatique, quand on désire faire des expériences dans l'air atmosphérique ou dans d'autres gaz à différentes pressions.


Fig. 2.



3. La décharge de la pile avec un ou deux pôles en forme de pointe présente plusieurs phénomènes intéressants, qui précèdent le passage véritable de l'étincelle et qui n'ont pas lieu avec d'autres formes d'extrémités polaires, par exemple des sphères ou des disques.

Dans ce dernier cas, la nature des métaux n'a pas d'influence sur la distance explosive. Les expériences répétées avec des conducteurs de même forme et le même nombre d'éléments ont tou-

jours donné des résultats d'une constance remarquable, quel que fût l'intervalle des expériences, c'est-à-dire quel que fût l'accroissement de résistance introduit dans la pile par la formation d'oxychlorure de zinc. *La longueur de l'étincelle dépend donc essentiellement du nombre des éléments et de leur force électromotrice.*

Tous les résultats des expériences ont été portés sur papier quadrillé, puis traduits en courbes, et l'on a déterminé ainsi, pour chaque série, la distance explosive correspondant à un nombre d'éléments variant d'une manière régulière, comme l'indique le tableau suivant :

Nombre d'éléments.	250	500	1000	1500	2000	2500
Numéro de la courbe.	mm	mm	mm	mm	mm	mm
I	0,0317	0,0640	0,1334	0,2337	0,3332	0,4509
II	0,0317	0,0630	0,1219	0,2159	0,3366	0,4572
III	0,0317	0,0635	0,1219	0,2223	0,3493	0,4826
IV	0,0254	0,0508	0,1016	0,2095	0,3238	0,4509
V	0,0317	0,0635	0,1301	0,2159	0,3238	0,4317
VII	0,0254	0,0508	0,0978	0,1968	0,2839	0,4063
Moyenne	0,0296	0,0593	0,1178	0,2157	0,3251	0,4466
VIII	0,0317	0,0571	0,1270	0,2149	0,3238	0,4449

Nombre d'éléments.	3000	4000	5000	6000	7000	8000
Numéro de la courbe.	mm	mm	mm	mm	mm	mm
I	0,5779	0,8443	1,126	"	"	"
II	0,5918	0,8808	1,172	1,481	1,784	2,095
III	0,6045	0,8788	1,162	1,461	1,797	2,095
IV	0,5664	0,8636	1,143	1,442	1,752	2,070
V	0,5715	0,8533	1,139	1,403	1,702	2,019
VII	0,5079	0,7874	1,060	"	"	"
Moyenne	0,5700	0,8513	1,134	1,447	1,759	2,070
VIII	0,5841	0,8507	1,146	1,148	1,760	2,078

Ces résultats sont d'accord avec la conclusion de sir W. Thomson [1], qu'une pile de 5510 éléments Daniell est capable de produire une étincelle dans l'air ordinaire entre deux surfaces légèrement convexes à la distance de $1^{mm},32$ [2].

L'accroissement de distance explosive, pour des accroissements successifs du nombre des éléments, est beaucoup plus rapide dans

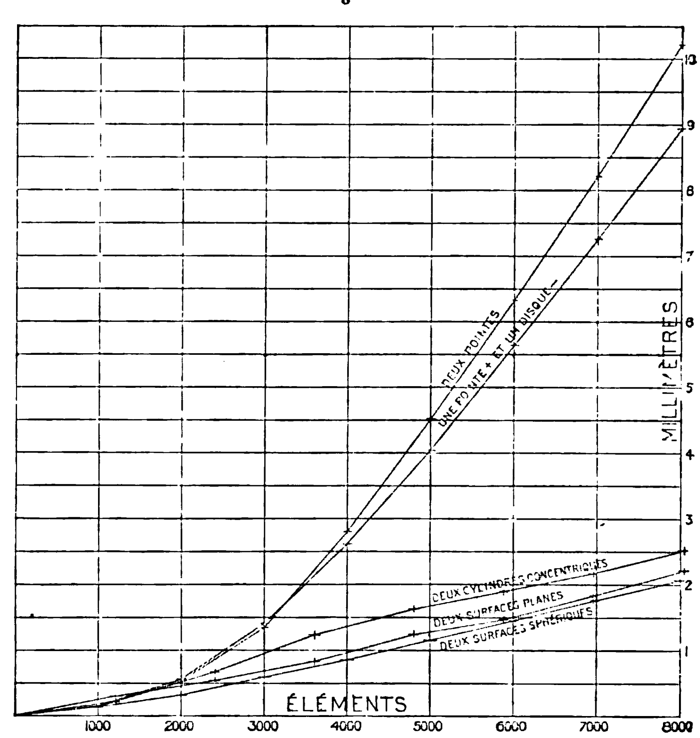
(1) *Proceedings of the Royal Society*, vol. X, p. 338.

(2) Afin de rendre la comparaison plus facile, nous avons traduit en volts les nombres publiés par sir W. Thomson, en prenant la valeur 3×10^{10} pour le rapport de l'unité électromagnétique à l'unité électrostatique.

le cas de deux surfaces sphériques que si l'explosion a lieu entre une pointe et un disque. Il s'en faut donc de beaucoup que la distance explosive soit proportionnelle au carré du nombre des éléments, comme dans le cas d'une pointe et un disque ou de deux pointes que l'on verra plus tard.

Nous avons encore déterminé la distance explosive entre deux cylindres concentriques, et comparé les résultats de nos expériences avec ceux que M. Gaugain avait obtenus, avec des potentiels beaucoup plus élevés. Pour de petites étincelles, la distance explo-

Fig. 3.



sive est variable comme entre les surfaces sphériques et les surfaces planes. Cette distance diminue même d'abord, puis augmente à mesure que le nombre d'éléments va croissant.

Quand l'étincelle éclate entre une pointe et un disque, la distance explosive présente aussi une constance remarquable pour

un même nombre d'éléments, mais la forme de la pointe a une grande influence.

La longueur de l'étincelle dépend aussi du signe de la pointe. Pour de grandes tensions, de 5000 à 8000 éléments, la décharge disruptive est plus longue quand la pointe est positive; mais, avec un nombre moindre d'éléments, c'est-à-dire de 1000 à 3000, elle est plus longue quand la pointe est négative.

Les courbes de la *fig.* 3 donnent le résumé de toutes ces expériences.

L'étincelle véritable entre une pointe et un disque est précédée par une décharge lumineuse, une sorte d'effluve. La quantité d'électricité qui passe alors est très-faible par rapport à celle que donnent l'étincelle et la formation de l'arc, mais elle est suffisante pour introduire une vive lumière dans un tube à gaz raréfié. Ainsi, avec la pile de 8040 éléments, dont 4800 au chlorure fondu avaient une résistance de 5^{ohms}, et 3240 au chlorure en poudre avaient une résistance de 15^{ohms}, ce qui faisait une résistance totale de 72600^{ohms}, on a obtenu pour l'intensité du courant :

	Weber
Dans un court circuit	0,1140
Après une étincelle à $8^{mm},64$ et la formation de l'arc, la résistance totale du circuit extérieur étant trouvée de 58000 ohms	0,0634
A $9^{mm},14$, la résistance extérieure étant trouvée de 327 mégohms, avec la pointe positive	0,0000247
A la distance de $9^{mm},14$, résistance de 274 mégohms et pointe négative	0,0000302
A $7^{mm},63$, résistance de 181 mégohms et pointe négative	0,0000458
Distance de $29^{mm},46$, résistance de 5890 mégohms, pointe positive ou négative	0,0000014

Si l'on prend pour unité le courant qui a lieu avec une résistance extérieure nulle, on voit que l'intensité a été réduite à 0,51 par la formation de l'arc, puis à 0,000217 et 0,0000123 aux distances de $9^{mm},14$ et de $29^{mm},46$. Il résulte de là que la formation de l'effluve entre une pointe parabolique et un disque, à la distance de $9^{mm},14$, ne diminue la différence des potentiels d'une pile de

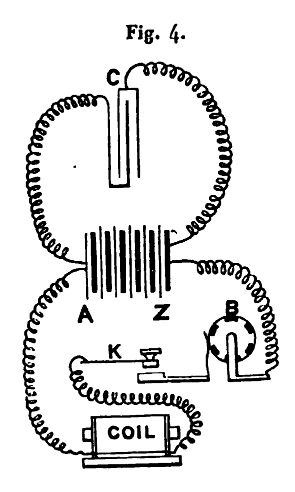
8040 éléments que de $\frac{1}{4600}$, c'est-à-dire moins de 2 éléments.

4. La lumière qui jaillit entre les pôles est très-visible, même à la distance de $29^{mm},5$. Quand on rapproche les pôles, la pointe étant positive, il se produit un sifflement très-fort, et même un bruit de crécelle. Le disque, surtout quand il est positif, se couvre d'une couche métallique mince qui prend l'apparence des anneaux de Newton.

Il y a encore une décharge lumineuse très-apparente bien au delà de la distance mesurable par notre micromètre, qui est de $29^{mm},5$. Ainsi l'on peut mettre en évidence le passage d'un courant entre les pôles séparés de $0^{m},13$ à $0^{m},15$, en interposant un tube de Geissler entre la pile et un des pôles, car ce tube devient lumineux, quand même le courant est trop faible pour donner une lueur appréciable entre les extrémités polaires de l'excitateur.

5. Nous avons déterminé le nombre d'équivalents chimiques qui correspond à la charge d'un condensateur de 42,8 microfarads, en mettant un voltamètre sur le trajet de la pile au condensateur. La communication était maintenue chaque fois pendant deux mi-

Fig. 4.



nutes, quoique le dégagement de gaz cessât environ après trente secondes; les gaz continuent encore à se produire, mais en quantité minime, même au bout d'un temps très-long, ce qui correspond

aux pertes électriques. L'opération était répétée quatre ou cinq fois pour que le volume du gaz fût mesurable. On a ainsi obtenu avec une pile de 3240 éléments, en réduisant le volume des gaz mélangés à la température de zéro et la pression de 760^{mm}.

	cc
I................	0,02276
II...............	0,02256
III..............	0,02156
IV...............	0,02487
Moyenne.....	0,02294

ce qui correspond à $0^{mgr},012307$ d'eau décomposée ou à un dépôt d'argent de $0^{mgr},166145$. D'après M. Kohlrausch ([1]), 1 weber pendant une seconde, c'est-à-dire la quantité d'électricité que possède un farad chargé au potentiel de 1^{volt}, produit $1^{mgr},1363$ d'argent, ce qui ferait pour notre condensateur un dépôt de

$$\frac{1.1363 \times 42,8 \times 3240 \times 1,03}{1000000} = 0^{mgr},1623,$$

nombre plus faible de 2,3 pour 100 que celui que nous avons obtenu.

La quantité d'eau décomposée, c'est-à-dire la quantité d'électricité qui correspond à la charge totale d'un condensateur, est proportionnelle au nombre des éléments. On a obtenu, par exemple :

Nombre d'éléments.	Rapports.	Rapport des quantités d'eau décomposée. I.	II.	Moyenne.
1080	1	1	1	1
2160	2	2	1,5	1,75
3240	3	3,33	2,5	2,91

L'énergie électrique du condensateur étant alors proportionnelle au carré du nombre des éléments, les effets de volatilisation doivent être dans les rapports de 1,4 et 9. Avec un fil de platine

(1) *Pogg. Ann.*, vol. CXLIX, p. 175; 1873.

de $\frac{1}{3}$ de millimètre de diamètre et un condensateur de 42,8 microfarads, on a ainsi obtenu :

Nombre d'éléments.	Longueur du fil.	
	mm	
1080	25,4	Chauffé à la temp. de fusion.
2160	101,6	Volatilisé.
»	127	Au point de fusion.
3240	266	Volatilisé.
»	279	Réduit en globules.
»	330	Au point de fusion.

Le diagramme (*fig.* 4) montre la disposition des expériences. La pile AZ est en communication permanente avec le condensateur C ; le circuit formé par la pile et le fil primaire de la bobine peut être ouvert ou fermé à l'aide d'une clef K, et l'on fait mouvoir à la main l'interrupteur à rotation B.

EXPÉRIENCES RELATIVES AU TOURNIQUET ÉLECTRIQUE ;

PAR M. BICHAT.

Si l'on met un tourniquet électrique isolé en communication avec une machine électrique et si, lorsque sa vitesse de rotation est considérable, on vient à le recouvrir d'une cloche en verre, le tourniquet s'arrête. Cela tient, dit-on, à ce que l'air de la cloche est électrisé. Si alors on vient à toucher la cloche avec la main, le tourniquet marche de nouveau. On l'explique en disant que le voisinage de la main a changé la distribution électrique dans le gaz. L'expérience réussit fort bien lorsqu'elle est faite dans les conditions que je viens de rappeler. Il n'en est plus de même si l'on opère de la façon suivante.

On place le tourniquet au centre d'un plateau de verre percé en ce point d'un trou par lequel on peut établir la communication avec la machine électrique, et on le recouvre d'une cloche en verre. A ce moment seulement, on fait fonctionner la machine. Le tourniquet ne marche pas. C'est à peine s'il y a une légère tendance au mouvement, tendance d'ailleurs aussitôt réprimée.

En regardant l'instrument dans l'obscurité, on voit de petites

aigrettes qui partent non de l'extrémité des pointes, mais du pied métallique du tourniquet et de la tige qui le fait communiquer avec la machine. Ces aigrettes sont dirigées vers le plateau de verre.

Si maintenant on recommence l'expérience en supportant le tourniquet non plus par un pied métallique, mais par un pied isolant, par exemple un morceau d'un canon de soufre de $0^m,05$ à $0^m,06$ de hauteur, et si enfin le fil qui le met en communication avec la machine est *parfaitement* isolé, le tourniquet se met en mouvement sitôt que l'on fait tourner la machine, et il ne s'arrête plus.

Si, dans le premier cas, on approche la main de la cloche, le tourniquet se met en mouvement, et dans le second cas la vitesse de rotation est considérablement augmentée.

De ces expériences on peut conclure, je crois, que si le tourniquet s'arrête dans l'air confiné, lorsque l'expérience est faite à la manière ordinaire, cela ne tient pas à l'électrisation de l'air, comme on le dit généralement. On ne comprendrait pas, en effet, que le mouvement fût nul lorsqu'on prend la précaution de recouvrir le tourniquet avec la cloche avant de faire fonctionner la machine. On ne comprendrait pas non plus pourquoi le tourniquet marche beaucoup mieux lorsqu'il est supporté par un pied isolant. L'électrisation de l'air doit être cependant beaucoup plus énergique dans le second cas que dans le premier. L'explication doit être complétement différente. On y arrivera sans peine si l'on admet que, pour les corps mauvais conducteurs comme pour les corps non-conducteurs, l'électricité tend à aller vers la surface extérieure des corps. Si cela est vrai, l'électricité fournie par la machine au tourniquet placé sous la cloche tend à aller vers l'extérieur en suivant le plateau de verre ou en produisant sur ce plateau des phénomènes d'influences successives jusqu'aux bords de la cloche. Ce qui conduit à penser qu'il en est bien ainsi, c'est l'apparition des aigrettes partant du pied du tourniquet et des différents points du fil de communication.

Lorsque le tourniquet fonctionne, c'est-à-dire lorsqu'il est soutenu par un pied bien isolant et en communication bien isolée avec la machine, l'électricité s'échappe en partie par les pointes et va se fixer sur les parois de la cloche suivant une circonférence dans le plan du tourniquet. De là, elle chemine peu à peu vers l'extérieur, en suivant les lois ordinaires de propagation dans les

corps mauvais conducteurs. L'action de cette électricité qui se trouve sur les parois doit certainement se faire sentir sur le tourniquet. Alors il arrivera que si l'on approche la main, ou en général un corps bon conducteur communiquant avec le sol, il se produira le phénomène de condensation ordinaire. Comme conséquence nécessaire, le débit du tourniquet sera augmenté et, par suite, le mouvement de rotation sera plus rapide.

En tenant compte de cette remarque et de celles faites par M. Mascart dans son *Traité d'électricité* (p. 175 et suivantes), on se rendra parfaitement compte de toutes les particularités relatives au tourniquet électrique.

Il y a encore une expérience que je veux citer, qui montre bien la difficulté que l'on éprouve pour faire pénétrer *directement* l'électricité dans les corps mauvais conducteurs. On prend un vase cylindrique en verre rempli d'essence de térébenthine, dans lequel on met un tourniquet électrique. Ce tourniquet communique avec la machine au moyen d'un fil de cuivre qui traverse la paroi du vase à sa partie inférieure. Dans ces conditions, le tourniquet ne fonctionne pas. L'électricité se répand sur les parois extérieures du vase. On réussira, au contraire, très-bien l'expérience en plaçant dans le même vase le tourniquet soutenu par son pied en soufre, et en approchant de lui, par la partie supérieure ouverte du vase, l'extrémité d'un fil métallique parfaitement isolé, en communication avec la machine électrique.

DES DIAGRAMMES ÉLECTRIQUES;

PAR M. E. BOUTY.

1. On sait que la recherche des actions exercées par un système de corps électrisés se ramène au calcul du potentiel V correspondant. Celui-ci est une fonction des masses agissantes, de leurs coordonnées et des coordonnées d'un point quelconque de l'espace. Quand le système électrique est donné, le potentiel se calcule par une intégration, et sa valeur en tout point de l'espace est complétement déterminée. Réciproquement, quand le potentiel est connu, la densité électrique en un point quelconque est déter-

minée sans ambiguïté par une équation aux différences partielles de V.

2. La considération du potentiel, analytiquement équivalente à celle des masses électriques, est d'une utilité plus immédiate pour la solution des problèmes d'électricité. On peut d'ailleurs envisager le potentiel à un point de vue plus général, c'est-à-dire indépendamment de son origine, comme étant une propriété purement numérique afférente à chaque point de l'espace, si l'on veut, une quatrième coordonnée (¹) ; et puisque les équations qui se rapportent à l'électricité en équilibre sont identiques, quant à la forme, à celles de la propagation de la chaleur ou de l'électricité dans les milieux conducteurs (²), etc., ainsi on pourra traiter simultanément des problèmes d'espèce différente ; il n'y aura qu'à interpréter d'après certaines règles fixes les résultats abstraits obtenus.

3. Les diagrammes dont nous avons à nous occuper résultent de la considération des *surfaces de niveau* et des *lignes de force*. Étant donnée une fonction numérique V des coordonnées d'un point de l'espace, les surfaces de niveau sont définies par l'équation

$$V = \alpha, \tag{1}$$

α étant une constante quelconque ; les lignes de force ou de flux sont leurs trajectoires orthogonales. On appelle aussi *lignes de force* les trajectoires orthogonales des sections déterminées dans les surfaces (1) par un plan ou une surface déterminée. On peut construire les diagrammes sans spécifier le sens que l'on attache à la fonction V. L'interprétation qu'on leur donnera sera différente suivant les conventions que l'on aura faites à cet égard.

4. Quand V représente le potentiel électrique, ce que nous supposerons désormais, on sait que la force électrique, rapportée à l'unité de masse, a pour expression $-\frac{dV}{dn}$. Sa direction est celle

(¹) M. Maxwell, qui est porté à considérer les actions à distance comme propagées par un milieu approprié, considère le potentiel comme une quantité caractérisant, pour chaque point de l'espace, l'état élastique de ce milieu universel.

(²) Consulter les articles de MM. Potier, Cornu, Blavier, dans les volumes précédents de ce *Journal*.

des potentiels décroissants sur la ligne de force qui passe au point considéré; sa grandeur est en raison inverse du segment déterminé sur cette ligne par deux surfaces de niveau infiniment voisines, pour lesquelles le potentiel diffère de la quantité fixe dV.

Quand V représente la température d'un corps conducteur, le flux de chaleur rapporté à l'unité de surface a aussi pour expression $-\frac{dV}{dn}$. Sa direction et sa grandeur se déterminent comme pour la force électrique.

On peut, sur une surface de niveau, limiter une certaine étendue par des lignes de force formant une sorte de tube continu ([1]). Ce tube découpe sur les autres surfaces des zones correspondantes; et, en désignant par $d\sigma$ un élément intercepté sur une surface tracée arbitrairement, par dn l'élément de normale à cette surface, la quantité $-\int \frac{dV}{dn} d\sigma$ ([2]) est constante. Dans le cas de la conductibilité thermique, cette intégrale représente le flux de chaleur qui parcourt le tube ; dans le cas de l'électricité en équilibre, M. Maxwell désigne la quantité correspondante sous le nom d'*induction électrique*.

Nous nous bornons à rappeler ces diverses notions, qui doivent être familières au lecteur.

5. Les diagrammes ont pour objet principal de représenter aussi complétement que possible toutes les particularités du *champ électrique*. Pour être parfaits, ils devraient donner la valeur du potentiel, la grandeur et la direction de la force en un point quelconque de l'espace et enfin permettre de déterminer la valeur de l'induction à travers une surface quelconque. Ce n'est toutefois que dans des cas particuliers que l'on sait réaliser toutes ces conditions.

Nous en fournirons quelques exemples d'après M. Maxwell.

Dans tous les cas, ces diagrammes sont formés de lignes équipotentielles, correspondant à des accroissements fixes et très-petits δV du potentiel, et de lignes de force normales aux précédentes. Les deux systèmes de lignes divisent le plan du diagramme en petits quadrilatères dont les côtés sont sensiblement rectilignes.

([1]) Faraday donnait à ces tubes le nom de *solénoïdes*.

([2]) Théorème de Green ; voir *Traité d'électricité*, de M. Mascart, t. Ier, p. 227.

6. La construction des lignes équipotentielles est, en général, assez facile. Il n'en est pas toujours de même pour les lignes de force. On s'appuie sur les théorèmes suivants :

Théorème I. — *Étant donné un système* A *qui résulte de la superposition de deux systèmes* B *et* C, *le potentiel* V *de* A *est la somme des potentiels* V_1 *et* V_2 *de* B *et de* C.

Pour s'en convaincre, il suffit de remarquer que, par définition, le potentiel est une fonction purement numérique.

Théorème II. — *Quand un système* A *résulte de la superposition de deux systèmes* B *et* C, *l'induction produite par le système* A, *à travers une portion donnée d'une surface quelconque, est la somme des inductions produites par* B *et* C.

On a, en effet,

$$V = V_1 + V_2;$$

d'où

$$\frac{dV}{dn} = \frac{dV_1}{dn} + \frac{dV_2}{dn},$$

$$-\int \frac{dV}{dn}\,d\sigma = -\int \frac{dV_1}{dn}\,d\sigma - \int \frac{dV_2}{dn}\,d\sigma.$$

7. *Diagramme correspondant à un point unique.* — Le potentiel a pour expression

$$V = \frac{M}{R}.$$

Les surfaces équipotentielles sont des sphères ayant pour centre le point électrisé P ; les lignes de force, des droites partant de ce point.

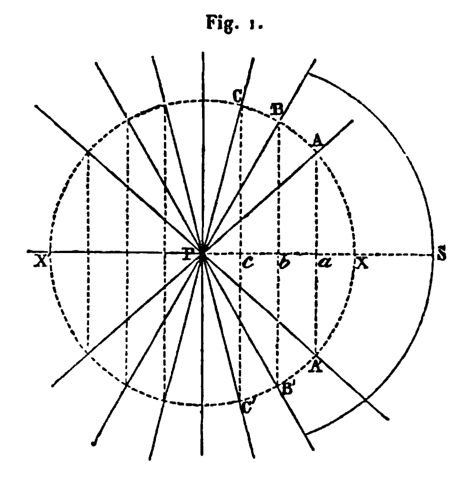
Un plan passant par le point P coupe les surfaces équipotentielles suivant leurs grands cercles. On tracera, par exemple, ceux qui correspondent aux valeurs 1, 2, 3, ... du potentiel ; leurs rayons sont M, $\frac{M}{2}$, $\frac{M}{3}$, ...

L'induction à travers une surface S prise sur une sphère équipotentielle est $-\int \frac{dV}{dR}\,d\sigma = -\frac{M}{R^2}\,S$; à travers la sphère entière elle est $-4\pi M$, par conséquent proportionnelle à la charge M du

point électrisé. Le nombre des lignes de force qui partent du point P est aussi proportionnel à M.

Menons arbitrairement (*fig.* 1) une droite XX′ passant par le point P, et divisons l'une des sphères équipotentielles en M zones égales, AA′, BB′,... par des plans perpendiculaires à XX′. Ces zones correspondent à des valeurs égales de l'induction et les

Fig. 1.



droites PA, PB,... qui joignent au centre les points de division supérieurs sont des lignes de force au nombre de M. Elles satisfont à la condition de limiter sur les surfaces équipotentielles des zones correspondant à des inductions égales.

Désignant par $\theta_1, \theta_2, \ldots$ les angles APX, BPX, ..., on a

$$1 - \cos\theta_1 = \frac{2\pi}{M},$$

$$1 - \cos\theta_2 = \frac{4\pi}{M},$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

Si M est un nombre entier, la M^{ième} ligne de force se confond avec PX′.

Étant donnée la méridienne S d'une surface de révolution quelconque, l'induction à travers la zone de cette surface limitée à une ligne de force, PB par exemple, dont le numéro d'ordre est p, a pour valeur $-4\pi p$.

8. *Diagramme du système de deux points.* — Soient mainte-

nant deux points électrisés P et P′, possédant les charges M et M′. Le champ électrique à déterminer est de révolution autour de l'axe PP′ qui joint les deux points.

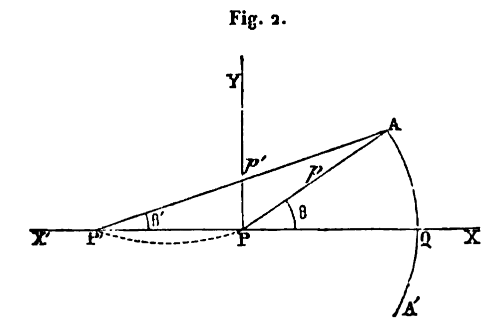
Traçons sur deux feuilles distinctes ([1]) de papier transparent le diagramme des points P et P′ considérés isolément, et superposons les deux feuilles, de sorte que les axes XX′ des diagrammes partiels coïncident avec l'axe du système. Sur une troisième feuille superposée aux deux premières, on verra par transparence les deux systèmes de cercles et de droites et leurs intersections.

Pour obtenir les méridiennes des surfaces équipotentielles, il suffit (d'après le théorème I du n° 6) de joindre par un trait continu les intersections des cercles dont les potentiels V_1 et V_2 ont une somme V constante. Ainsi la courbe dont le potentiel est 7 passe par les intersections de

$$\begin{array}{lll} V_1 = 1 & \text{avec} & V_2 = 6, \\ V_1 = 2 & \text{avec} & V_2 = 5, \\ \ldots & \ldots\ldots & \ldots, \\ V_1 = 6 & \text{avec} & V_2 = 1. \end{array}$$

Pour obtenir les lignes de force du système des deux points, il suffit (d'après le théorème II du n° 6) de joindre par un trait

Fig. 2.



continu les points d'intersection des lignes de force de P et de P′, tels que la somme des numéros d'ordre p et p' de ces lignes soit constante. Ces numéros d'ordre doivent être rangés à partir de la direction PX de l'axe (*fig.* 2) dans un même sens, par exemple inverse du mouvement des aiguilles d'une montre.

([1]) Pour n'avoir sur la même feuille qu'une épure très-simple.

Considérons, en effet, à travers la surface équipotentielle passant au point A d'intersection de la ligne de force p du point P et p' de P'; la première de ces lignes limite sur la surface une zone de révolution, QAA' à travers laquelle l'induction du point P est $-4\pi p$; de même l'induction de P' est $-4\pi p'$. L'induction totale est donc $-4\pi(p+p')$, et le point A appartient à la ligne de force du système, dont le numéro d'ordre est $p+p'$.

On vérifiera aisément que les lignes de force ainsi construites coupent orthogonalement les méridiennes des surfaces de niveau.

En effet, l'équation de ces dernières en coordonnées rectilignes est, en désignant par d la distance PP',

$$(1) \qquad \frac{m}{\sqrt{x^2+y^2}} + \frac{m'}{\sqrt{(x+d)^2+y^2}} = k.$$

Quant aux lignes de force, elles sont déterminées par la condition

$$p + p' = \mathrm{N};$$

mais on sait que l'on a (nº 7)

$$1 - \cos\theta = \frac{2p}{\mathrm{M}},$$

$$1 - \cos\theta' = \frac{2p'}{\mathrm{M}'};$$

il en résulte que

$$\mathrm{M}\cos\theta + \mathrm{M}'\cos\theta' = \mathrm{M} + \mathrm{M}' - \mathrm{N}$$

ou

$$(2) \qquad \frac{\mathrm{M}x}{\sqrt{x^2+y^2}} + \frac{\mathrm{M}'(x+d)}{\sqrt{(x+d)^2+y^2}} = \mathrm{M} + \mathrm{M}' - \mathrm{N}.$$

Telle est l'équation des lignes de force en coordonnées rectilignes. Égalant à zéro les dérivées des premiers membres de (1) et de (2), on reconnaît que le produit des valeurs de $\frac{dy}{dx}$ ainsi obtenues est égal à -1. C'est la condition pour que les deux systèmes de courbes (1) et (2) se coupent à angle droit.

9. Il doit être bien entendu que les surfaces équipotentielles correspondant à un point dont la charge est négative se rapportent à des valeurs négatives du potentiel; et de même que les lignes

de force sont affectées de numéros d'ordre négatifs quand la charge du point électrisé est négative. Il faut remarquer en effet que le signe de l'induction $-\int \frac{dV}{dn} d\sigma$ change avec le signe de V.

10. Soient n points électrisés disposés en ligne droite ; la construction qui nous a servi dans le cas de deux points nous permettra de réduire successivement à $n-1$, $n-2$, ... le nombre de diagrammes distincts ; et par $n-1$ opérations on obtiendra ainsi le diagramme du système.

11. On obtiendra de même le diagramme correspondant à un champ électrique constant troublé par l'introduction de un ou plusieurs points électrisés P, P', placés en ligne droite, pourvu que celle-ci coïncide avec la direction non troublée des lignes de force du champ. En effet, la droite PP' est dans ce cas un axe de symétrie. Les surfaces équipotentielles du champ constant sont des plans équidistants perpendiculaires à l'axe ; les lignes de force, des parallèles à l'axe, dont les distances à PP' sont entre elles comme les rayons des cylindres de section 1, 2, 3, c'est-à-dire comme les racines carrées des nombres entiers consécutifs. On combinera d'abord le diagramme C du champ avec celui du point P ; puis le diagramme résultant avec celui du point P', etc. [1].

12. Dans tous ces diagrammes, les lignes de force issues d'un point électrisé placé à une distance finie ou infinie se continuent sans interruption ; elles se terminent sur des points électrisés en sens contraire, ou se prolongent jusqu'à l'infini. Le nombre de ces dernières est égal à la somme algébrique de toutes les charges électriques qui produisent le champ.

Le potentiel étant de la forme $V = \Sigma \frac{m}{r}$, les surfaces de niveau correspondant à de très-hautes valeurs positives ou négatives de V ont autant de nappes distinctes qu'il y a de points P électrisés dans le sens considéré. Chacune de ces nappes se rapproche d'au-

---

[1] Étant donnés n points arbitrairement placés dans l'espace, il n'y a aucune difficulté à construire par un procédé analogue aux précédents les sections faites par un plan quelconque dans les surfaces équipotentielles du système. Il suffit d'avoir déterminé les sections faites dans les sphères équipotentielles de chaque point. Mais la forme des zones d'égale induction étant indéterminée, il n'y a plus lieu dans ce cas-là de tracer sur le diagramme des lignes de force en nombre déterminé.

tant plus de la forme d'une sphère ayant pour centre le point P que la valeur absolue de V est plus grande. Quand on fait décroître V, le nombre des nappes distinctes peut diminuer, et alors une seule nappe finit par envelopper plusieurs points électrisés.

La surface de potentiel zéro a toujours une nappe sphérique située à l'infini. Si elle possède une autre nappe, l'équation de celle-ci sera donc de deux degrés inférieure à celle des autres surfaces équipotentielles. Ainsi l'équation générale des surfaces, équipotentielles, pour deux points électrisés en sens contraire, est

$$\frac{M}{r} - \frac{M'}{r'} = k.$$

Elle est du quatrième degré. Elle se réduit au second pour $k = 0$. Elle représente alors une sphère environnant le point dont la charge absolue est la plus faible. Si $M = M'$, le centre de cette sphère s'éloigne à l'infini, et l'équation $r = r'$ représente un plan perpendiculaire au milieu de la ligne qui joint les deux points.

Quand, V décroissant d'une manière continue, la surface $V = \alpha$ perd une nappe pour une valeur déterminée α_0 de la constante, la surface $V = \alpha_0$ présente un nœud. Celui-ci correspond à un point où la dérivée de V est indéterminée, c'est-à-dire où la force est nulle. On reconnaît que ces points sont des positions d'équilibre instable pour une molécule électrique placée dans le champ.

13. Un des principaux usages des diagrammes consiste à obtenir la solution rigoureuse ou approchée de divers problèmes relatifs à la distribution de l'électricité et à l'influence.

On se fonde sur ce qu'on peut, sans modifier les actions exercées à l'extérieur, remplacer une surface de niveau $V = \alpha$ par une surface conductrice de même forme maintenue au même potentiel. La densité électrique ρ en chaque point est donnée par la formule

$$\rho = -\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dn},$$

et peut se déduire de mesures prises sur le diagramme.

Si la surface de niveau considérée embrasse toutes les masses électriques du système sans exception, la distribution électrique déterminée par la formule précédente sera en équilibre d'elle-même. Si elle laisse en dehors un certain nombre de masses élec-

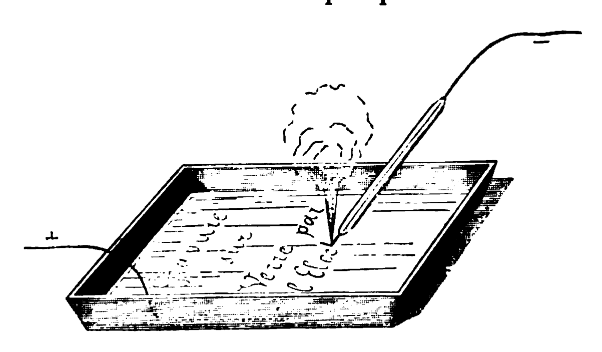
triques, cette distribution est celle qui résulte de l'influence de ces masses sur le conducteur que l'on substitue à la surface de niveau, ce conducteur étant en relation lointaine avec une source au potentiel α. Par exemple, on sait que la surface de potentiel zéro relative au système de deux points électrisés en sens contraire est une sphère ; on en déduira la distribution électrique produite sur une sphère en communication avec le sol, sous l'influence d'un point électrisé extérieur.

Il n'est pas nécessaire, pour une solution approchée, que la surface conductrice et la surface de niveau soient représentées par la même équation : il suffit que l'analogie de forme soit suffisamment accentuée, principalement dans les parties où la courbure est le plus forte, pour qu'on puisse pratiquement confondre les distributions électriques correspondantes.

GRAVURE SUR VERRE PAR L'ÉLECTRICITÉ ;

PAR M. G. PLANTÉ.

On recouvre la surface d'une lame de verre ou d'une plaque de cristal, avec une solution concentrée de nitrate de potasse, en versant simplement le liquide sur la plaque, posée horizontalement sur une table ou dans une cuvette peu profonde. D'autre part, on



fait plonger, dans la couche liquide qui recouvre le verre, et le long des bords de la lame, un fil de platine horizontal, communiquant avec les pôles d'une batterie secondaire de 50 à 60 éléments ; puis, tenant à la main l'autre électrode formée d'un fil de platine

entouré, sauf à son extrémité, d'un étui isolant, on touche le verre, recouvert de la couche mince de solution saline, aux points où l'on veut graver des caractères ou un dessin ([1]).

Un sillon lumineux se produit partout où touche l'électrode, et, quelle que soit la rapidité avec laquelle on écrive ou l'on dessine, les traits que l'on a faits se trouvent nettement gravés sur le verre. Si l'on écrit ou si l'on dessine lentement, les traits sont gravés profondément; quant à leur épaisseur, elle dépend du diamètre du fil servant d'électrode; s'il est taillé en pointe, ces traits peuvent être extrêmement déliés.

On peut graver avec l'une ou l'autre électrode; il faut toutefois un courant moins fort pour graver avec l'électrode négative.

Bien que j'aie obtenu ces résultats en faisant usage de batteries secondaires, il est clair qu'on peut employer de préférence, pour un travail continu, toute autre source d'électricité, de quantité et de tension suffisantes, soit une pile de Bunsen d'un assez grand nombre d'éléments, soit une machine de Gramme ou même une machine magnéto-électrique à courants alternativement positifs et négatifs ([2]).

Fr. ROSSETTI. — Sulla temperatura del Sole (Sur la température du Soleil); *Memorie della Società degli Spettroscopisti italiani*, vol. VII, 1878.

Partant de vues théoriques et d'expériences faites entre zéro et 300°, avec une pile thermo-électrique et un cube de Leslie, en fer, rempli de mercure, M. Rossetti représente l'intensité Y du

---

([1]) Si, au lieu d'une surface plane en verre, on a une surface bombée, l'on parvient au même résultat, soit en épaississant la solution saline à l'aide d'une substance gommeuse, pour qu'elle adhère au verre, soit en faisant tourner l'objet dans le vase renfermant la solution, de manière qu'il vienne présenter successivement à l'opérateur les diverses parties de sa surface simplement humectées dans le voisinage du liquide.

([2]) Les figures roriques produites avec l'électricité statique et les empreintes obtenues par M. Grove avec l'électricité d'induction se rattachent à ces altérations du verre par l'électricité dynamique. Mais, comme la quantité d'électricité fournie par les machines électriques ou les bobines d'induction est relativement très-faible, et qu'il n'y a point d'ailleurs d'effet électrochimique, tel que celui qui se produit ici en présence d'une solution saline, ces figures et ces empreintes sont très-difficilement visibles.

courant thermo-électrique produit par le rayonnement d'un corps à la température absolue T par la formule

$$Y = mT^2(T-\theta) - n(T-\theta);$$

m et n sont des constantes dépendant de l'appareil thermo-électrique employé, θ est la température absolue de l'enceinte où est placée la pile. Le premier terme $mT^2(T-\theta)$ représenterait l'effet thermique du rayonnement dans le vide ; le deuxième terme serait relatif à l'influence exercée par l'air. Telle est, selon l'auteur, la vraie loi du rayonnement depuis les températures les plus basses jusqu'aux plus élevées. Pour le prouver, il étudie d'abord, avec le même appareil, le rayonnement d'une boule de cuivre placée dans la flamme d'un bec Bunsen ; négligeant la radiation du gaz incandescent, il compare les déviations galvanométriques Y aux températures T de la boule, mesurées par la méthode calorimétrique. Malgré les incertitudes de cette méthode appliquée à un corps dont la chaleur spécifique n'est pas actuellement connue au-dessus de 300°, il trouve l'expérience d'accord avec la formule, à la condition toutefois de multiplier les déviations observées par 0,943, rapport des pouvoirs émissifs du cuivre nu au cuivre enfumé dans l'intérieur de la flamme.

Au-dessus de 800 degrés, M. Rossetti emploie comme sources de chaleur trois disques de cuivre de 10^{mm} de diamètre et de 1^{mm}, 2^{mm} et 3^{mm} d'épaisseur. Les températures différentes attribuées par la formule à ces trois disques, successivement placés dans une même région de la flamme, « ont été d'accord avec les températures que l'on pouvait raisonnablement supposer qu'ils prendraient d'après la température de la flamme, dans cette région » ([1]).

« Des expériences analogues, ajoute l'auteur, et toujours avec de bons résultats, ont été exécutées avec des disques de fer et de platine, et un petit cylindre d'oxychlorure de magnésium. » Avec ce petit cylindre et un chalumeau à gaz oxyhydrique, on a atteint

([1]) Cette température était évaluée selon les mesures antérieurement faites sur la température des flammes avec un couple thermo-électrique fer-platine, expérimenté lui-même en même temps qu'un petit cylindre de cuivre que l'on plongeait ensuite dans un calorimètre. Rossetti, *Sulla temperatura delle fiamme* (*Atti del R. Istituto veneto*, vol. III, 1877, ou *Gazetta chimica italiana*, t. VII, p. 422 ; analysé dans le *Journal de Physique*, t. VII, p. 61).

des températures plus élevées et moins connues encore, pour lesquelles la formule donna, comme conséquence de la déviation observée, 1900 à 2400°, selon l'éclat de la flamme. D'où M. Rossetti conclut que sa formule mérite toute confiance dans le cas même des températures les plus élevées.

Il a donc cherché à l'appliquer à la détermination de la température du Soleil. A cet effet, il a tourné sa pile thermo-électrique vers le Soleil, après avoir toutefois intercalé dans le circuit une résistance de 16 siemens, qui réduisait les intensités dans le rapport $\frac{3,41}{19,41}$; il a fait ainsi de nombreuses mesures de la radiation solaire du mois d'août au mois de décembre 1877. N'ayant pas réussi, même par les plus belles journées, à représenter convenablement les seules mesures de l'après-midi par une formule empirique, M. Rossetti partagea chaque courbe d'une même journée en diverses portions, à chacune desquelles il appliqua l'équation

$$Y = ap^t;$$

il eut ainsi pour une même journée une série de valeurs différentes de a et de p et les diverses valeurs de a lui parurent satisfaire assez bien à la relation

$$a = \alpha - \beta\varepsilon,$$

où α serait la vraie valeur de la constante solaire. Admettant cette formule et déterminant cette constante α pour sept journées choisies, l'auteur trouve comme mesure de la radiation solaire, en divisions de l'échelle de son galvanomètre,

317,17, 328,66, 329,72, 306,96, 298,96, 346,70, 354,45,

et prend comme moyenne générale de toutes ses mesures $\alpha = 323,4$. Ce nombre, avons-nous dit, doit être multiplié par $\frac{19,41}{3,41}$ pour être rendu comparable aux mesures faites sur les sources terrestres: on obtient ainsi $Y = 1838,5$; et si l'on porte cette valeur de Y dans la formule proposée par l'auteur, il vient pour la température effective du Soleil $T - 273 = 9965°,4$. Telle serait aussi, à très-peu près, selon l'auteur, la température de la photosphère, en admettant, d'après le P. Secchi, que l'atmosphère solaire absorbe

les $\frac{11}{100}$ de la chaleur provenant de la photosphère. Mais tous ces nombres ne valent que ce que vaut la formule même dont ils sont déduits et, bien que M. Rossetti fasse bon marché de la formule de Dulong et Petit, la sienne est-elle mieux établie pour les températures élevées?

J. VIOLLE.

FR. EXNER. — Weitere Versuche über die galvanische Ausdehnung (Expériences nouvelles sur la dilatation électrique); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. II, p. 100, 1877.

La méthode employée est à peu près celle de M. Edlund. Un fil est échauffé par un courant; quand sa température est stationnaire, on mesure sa longueur et sa résistance; on le laisse se refroidir, puis on l'échauffe ensuite au moyen d'une source de chaleur jusqu'à ce que sa résistance soit redevenue la même et l'on mesure sa longueur. Si l'on convient d'appeler *dilatation chimique* (δ) l'allongement observé dans le second cas; *dilatation galvanique* la différence (δ') entre les longueurs mesurées dans la première et la seconde expérience, on trouve pour $\frac{\delta'}{\delta}$ les valeurs suivantes :

	Platine.	Cuivre.	Fer.	Acier.
Première expérience.	−1,0	−1,0	−1,8	+1,8
Deuxième »	−0,3	−1,6	+3,0	»
Troisième »	−2,3	−0,8	»	»

tandis que M. Streintz aurait trouvé +25,5, +19,2, +27,3 et peu de chose pour l'acier.

Rien n'est donc moins démontré que l'existence de cette dilatation [1].

A. POTIER.

V. VON LANG. — Grösse und Lage der optichen Elasticitätsaxen beim Gypse (Détermination des constantes optiques du gypse); *Académie des Sciences de Vienne*, 6 décembre 1877.

M. Von Lang a déterminé les trois indices principaux du gypse, pour les raies B, C, D, E, F, G du spectre solaire, ainsi que

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 37 et 321.

l'angle intérieur et la position des axes optiques de cette substance ; il est arrivé à ce résultat remarquable que l'angle des axes optiques présente un maximum pour la raie E, et que les bissectrices des angles des axes répondant aux diverses couleurs sont toutes situées d'un même côté de la bissectrice correspondant à la raie D.

Le prisme de gypse ayant servi à ces déterminations avait son arête réfringente perpendiculaire au plan de symétrie, plan du clivage principal, où sont situés les axes optiques. Il pouvait donc fournir directement, par la méthode de la déviation minima, l'indice de réfraction moyen. Comme il n'avait à sa disposition qu'un seul prisme, M. Von Lang dut employer pour la détermination des deux autres indices principaux une méthode particulière.

En appelant i l'angle d'incidence, r l'angle du rayon réfracté avec la normale à la face d'entrée, D la déviation, l'indice n du rayon extraordinaire est donné par les formules

$$n = \frac{\sin i}{\sin r}, \quad \operatorname{tang}\left[\frac{A}{2} - r\right] = \operatorname{tang}\frac{A}{2}\cot\frac{A+D}{2}\operatorname{tang}\left[i - \frac{A+D}{2}\right];$$

n est une fonction des indices principaux α et γ, et de l'angle ψ que fait la normale à la face d'entrée avec l'un des axes d'élasticité compris dans le plan de symétrie, l'axe c par exemple. La formule qui relie ensemble ces diverses quantités est

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\cos^2(r+\psi)}{\gamma^2} + \frac{\sin^2(r+\psi)}{\alpha^2},$$

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\gamma^2}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\gamma^2}\right)\cos 2(r+\psi).$$

L'angle A du prisme fut trouvé égal à 32°53′5″, pour des températures de 16° à 17°, qui furent celles des expériences suivantes.

L'angle ψ fut déterminé sur un fragment détaché du prisme, et trouvé égal à 21°30′; on pouvait sans inconvénient le supposer constant pour les différentes couleurs du spectre, les variations de cet angle étant minimes, comme l'a montré la suite du travail.

Quant à l'angle i, il était mesuré à l'aide du rayon réfléchi sur la face d'incidence du prisme, et les observations se partagent en quatre groupes, pour lesquels les valeurs moyennes de cet angle sont

$$-4°45'44'', \quad 19°20'58'', \quad 35°13'0'', \quad 66°27'35''.$$

De toutes les observations calculées par la méthode des moindres carrés résultèrent pour les indices principaux maximum et minimum les valeurs suivantes :

Raies du spectre.	α	γ
B................	1,517427	1,527251
C................	1,518325	1,528142
D................	1,520818	1,530483
E................	1,523695	1,533552
F................	1,526269	1,535994
G................	1,530875	1,540736

Les valeurs de l'indice moyen β, déterminées par la méthode de la déviation minima, sont :

B..................	1,519407
C..................	1,520365
D..................	1,522870
E..................	1,525806
F..................	1,528262
G..................	1,532831

M. Von Lang calcule, d'après ces valeurs, les coefficients de la formule de Cauchy $n = A + \frac{B}{\lambda^2} - \frac{C}{\lambda^4}$.

	A.	B. 10^4.	C. 10^{10}.
α........	1,507988	0,4619162	0,6838733
β........	1,509618	0,4870098	1,0430712
γ........	1,518080	0,4425716	0,4059808

Si, à l'aide des coefficients de dispersion A, B, C, on calcule de nouveau les valeurs des trois indices principaux, on retombe sur des valeurs différant très-peu des précédentes, et qui sont celles dont M. Von Lang s'est servi pour déterminer par le calcul l'angle des axes optiques.

	α'	β'	γ'
B..........	1,517457	1,519457	1,527264
C..........	1,518345	1,520365	1,528138
D..........	1,520717	1,522772	1,530483
E..........	1,523726	1,525794	1,533482
F..........	1,526303	1,528352	1,536074
G..........	1,530860	1,532801	1,540716

La température moyenne de ces déterminations d'indices est de 16°,8 C.

L'angle et la position des axes optiques du gypse ont été aussi étudiés directement par M. Von Lang, sur une plaque sensiblement perpendiculaire à la ligne moyenne, au moyen de la méthode de Kirchhoff. On sait que, dans cette méthode, un faisceau de rayons parallèles polarisés est reçu sur un prisme et vient former dans le plan focal d'une lunette un spectre pur. Ce spectre est examiné au moyen d'une seconde lunette dont l'axe coïncide avec celui de la première; on peut donc, en tournant le prisme, amener une raie donnée du spectre en coïncidence avec le fil du réticule de la seconde lunette. La lumière émergente est analysée par un Nicol dont la section principale est perpendiculaire à celle du polariseur. Entre les deux lunettes se place la plaque cristalline disposée perpendiculairement au plan d'un limbe divisé, de manière que le plan des axes optiques soit parallèle au plan du limbe et à 45° de la section principale du polariseur. Dans ces conditions, on aperçoit un système de quatre branches hyperboliques noires qui se coupent deux à deux aux points où aboutissent les directions apparentes des axes optiques. Il est donc facile, en tournant la lame cristalline, d'amener successivement ces points d'intersection en coïncidence avec le fil vertical du réticule de la seconde lunette, et par suite de mesurer l'angle apparent des axes pour une longueur d'onde déterminée.

M. Von Lang mesure l'angle de chacun de ces axes avec la normale à la plaque; de ces angles apparents P′ et Q′ on déduit les angles intérieurs P et Q, par la formule

$$\beta = \frac{\sin P'}{\sin P} = \frac{\sin Q'}{\sin Q}.$$

L'angle intérieur des axes optiques est donc égal à $P + Q$ et l'angle de la normale à la plaque avec la ligne moyenne à $\frac{P - Q}{2}$.

Il faut remarquer ici que ces formules ne sont exactes que si le plan des axes optiques est perpendiculaire à la plaque ; cette condition n'était pas rigoureusement remplie dans les plaques étudiées par M. Von Lang, mais il s'est assuré que l'erreur était négligeable à côté des erreurs inévitables d'observation.

Voici quels ont été les résultats moyens, à la température de 18° :

Raies du spectre.	Angle intérieur des axes optiques.	Angle de la bissectrice avec la ligne bissectrice pour la raie D.
	° ′	° ′
B	57.18	0. 3,8
C	57.42	0. 4,9
D	58. 8	0. 0,0
E	58. 5	0. 7,4
F	57.28	0.17,9
G	56.13	0.46,0

On voit qu'ici l'angle des axes optiques présente un maximum pour la raie D. Si l'on calcule l'angle des axes optiques par la formule connue au moyen des valeurs précédemment données des trois indices principaux, on trouve des valeurs plus faibles ayant un maximum pour la raie E, mais telles que les différences avec les angles observés directement sont sensiblement constantes. Ces différences ne tiennent donc pas aux erreurs d'expérience ; mais, d'après M. Von Lang, à la température, qui était, comme nous l'avons dit de 18° pour les déterminations d'angles et de 16°,8 pour les déterminations d'indice. Voici quelles sont les valeurs calculées et les différences avec les précédentes :

	Angles.	Différences.
	° ′	° ′
B	54. 1	3.17
C	54.19	3.24
D	54.50	3. 8
E	55. 3	3. 3
F	54.44	2.44
G	52.54	3.19

H. Dufet.

J. TYNDALL. — Fog'signals (Signaux de brouillard); *Nature*, 4 avril 1878.

M. Tyndall a complété, en 1876 et 1877, à Woolwich et à Shœburyness, les expériences faites en 1872-1873 à South-Foreland sur la

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 97.

valeur des signaux qu'on peut employer en temps de brouillard. Il a constaté d'abord qu'un canon, muni d'un pavillon parabolique qui empêche la dispersion du son, est très-supérieur aux autres pièces chargées de la même quantité de poudre, et que l'intensité du son est d'autant plus grande que la combustion de la charge est plus rapide ; ces résultats l'amenèrent à essayer le fulmi-coton et à le faire détoner à l'air libre ou au foyer d'un réflecteur parabolique. La détonation du fulmi-coton à l'air libre est au moins égale à celle du meilleur canon, et le réflecteur augmente encore la portée ; dans une direction inclinée sur l'axe du réflecteur et surtout en arrière de la station, la détonation du fulmi-coton à l'air libre est supérieure à tous les autres procédés. On évite complétement les dégâts que pourrait produire l'explosion, par l'emploi de fusées munies d'une charge de fulmi-coton, dont l'idée est due à sir Richard Collinson.

On a comparé dans plusieurs séries d'expériences ces fusées avec des charges égales de fulmi-coton enflammées à une faible hauteur au-dessus du sol, avec des poids égaux de poudre-coton comprimée, avec des canons de différentes formes et avec une sirène mue par l'air comprimé. Dans tous les cas, le fulmi-coton et généralement les fusils ont donné les meilleurs résultats; leur élévation dans l'air supprime l'influence des obstacles capables de produire des ondes sonores. Les petites charges donnent des détonations proportionnellement beaucoup plus fortes que les grandes. Ainsi une fusée chargée de 8 onces était notée 6, 9, une fusée de 2 onces, 5, 9.

La poudre-coton comprimée est pratiquement équivalente au fulmi-coton. La portée de ces détonations est considérable malgré l'influence du vent: ainsi, dans des expériences de M. Prentice à Stowmarket (février 1877), on les a entendues à une distance de 19 milles. Ces fusées constituent donc un signal de brouillard soit dans les phares, soit à bord des navires.

Dans ces expériences, on a constaté souvent des échos aériens observés déjà à South-Foreland. Ces échos, qui semblent venir de la masse d'air en face de l'instrument, sans qu'il y ait de surface réfléchissante visible, s'éteignent peu à peu et durent souvent six ou sept secondes lorsque la mer est complétement libre. Lorsqu'un navire se trouve sur le trajet, le bordage renvoie un bruit sec facile

à distinguer des échos. On a remarqué aussi des cas d'opacité acoustique dans l'air parfaitement transparent. On peut reproduire ces effets par l'expérience suivante : une série de 23 tubes de laiton fendus suivant leur longueur forme un rectangle de 22 pouces sur 12. Ces tubes amènent du gaz d'éclairage. On place un tuyau à anche à une extrémité du rectangle et à l'autre extrémité une flamme sensible que les vibrations du tuyau font chanter ; on allume le gaz, la flamme revient au repos, mais elle vibre énergiquement si on la place en arrière du tuyau, tandis que dans cette position elle reste immobile lorsque le gaz n'est pas allumé. Les flammes produisent dans l'air des couches hétérogènes qui arrêtent le son et le renvoient en arrière, exactement comme dans les expériences à l'air libre.

C. DAGUENET.

JOHANN PRANGHE. — Ueber Diffusion von Gasen durch Flussigkeitslamellen (Diffusion du gaz à travers les lames de liquides); *Inaug. Dissert.*, 1877.

L'auteur a repris les expériences d'Exner sur la diffusion des gaz à travers une lame d'eau de savon et retrouvé les mêmes valeurs de α ; mais avec une lame d'huile de lin non cuite les résultats sont différents.

	α	$\frac{c}{\sqrt{\delta}}$
Gaz d'éclairage	2,76	0,12629
Acide carbonique	16,78	0,86455
Hydrogène	2,85	0,01180
Oxygène	1,78	
Protoxyde d'azote	16,80	1,29481

Le rapport de α à $\frac{c}{\sqrt{\delta}}$ varie d'un gaz à l'autre : si l'on applique à ce cas, la théorie de Bunsen relative à la diffusion à travers les diaphragmes poreux, on constate qu'elle donne des résultats d'accord avec l'expérience, tandis qu'avec l'eau de savon, la diffusion suit la loi d'Exner.

E. DAGUENET.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VI. — Juillet 1878.

J. Croll. — *Origine des nébuleuses*, p. 1.

F. Guthrie. — *Solutions salines et eau de cristallisation*, p. 35.

Hughes. — *Action physique du microphone*, 44.

R. Meldola. — *Une cause de l'apparition de lignes brillantes dans le spectre solaire*, p. 50

E.-J. Mills. — *Recherches thermométriques*, p. 62.

H.-M. Bosanquet. — *Relations entre les notes des tuyaux ouverts et fermés*, p. 63.

Annalen der Physik.

Nouvelle série. — Tome IV. — N° 6. — Année 1878.

H. Herwig. — *Chaleur produite par la rotation des aimants moléculaires*, p. 178.

H. Herwig. — *Chaleur produite par la rotation des molécules électrolytiques*, p. 187.

R. Clausius. — *Sur de nouvelles objections faites par M. Zöllner à mes Mémoires sur l'électrodynamique*, p. 217.

E. Riecke. — *Addition au Mémoire « Sur une boussole des tangentes et sur la force électromotrice de l'élément de Grove »*, p. 226.

E. Warburg. — *Équilibre d'un système de molécules, et théorie du résidu élastique*, p. 232.

O.-E. Meyer. — *Sur les résidus élastiques*, p. 249.

S.-V. Wroblewski. — *Constante relative à la diffusion de l'acide carbonique dans l'eau*, p. 268.

F.-C.-G. Müller. — *Nouveau baromètre enregistreur à cuvette*, p. 286.

J.-G. Wallentin. — *Expériences de cours pour la démonstration de la différence entre la pression hydrostatique et la pression hydraulique*, p. 294.

E. Gerland. — *Cathétomètre de Breithaupt et Sohn*, p. 299.

W.-C. Röntgen. — *Baromètre anéroïde à miroir*, p. 305.

E. Witte. — *Sur les courants marins*, p. 311.

J. Fröhlich. — *Introduction du principe de la conservation de l'énergie dans la théorie de la diffraction*, p. 319.

E. Wiedemann. — *Contribution à l'histoire des Sciences naturelles chez les Arabes*, p. 320.

ÉTUDE DU SPECTRE SOLAIRE ULTRA-VIOLET;

PAR M. A. CORNU.

L'étude des radiations solaires est l'une des branches les plus fécondes de l'Optique et l'une des sources les plus précieuses de nos connaissances sur la constitution du Soleil. Bien que cette étude ait été déjà poussée fort loin par des physiciens éminents, elle offrira encore longtemps un champ fertile d'explorations et conduira à des points de vue nouveaux et à des rapprochements inattendus. C'est ce qui ressortira, je l'espère, du travail que j'ai poursuivi pendant plusieurs années et dont je vais donner un extrait.

Ce travail est la continuation du beau Mémoire d'Angström sur le *Spectre normal du Soleil* et son extension au delà du spectre visible, auquel le savant suédois s'était arrêté. Il comprend toute la partie ultra-violette de ce spectre; il est résumé par deux planches faisant suite à l'Atlas d'Angström, dans le même format et à la même échelle.

J'ai divisé ce travail en deux Parties : la première comprenant la portion du spectre ultra-violet observable avec les spectroscopes ordinaires des laboratoires munis d'objectifs et de prismes en verre; elle s'étend depuis le violet extrême, c'est-à-dire depuis la raie h' ($\lambda = 410,10$) jusqu'à la raie O ($\lambda = 343,97$); le reste des radiations est absorbé par la matière même des objectifs et des prismes. La planche qui résume ce travail a paru dans les *Annales de l'École Normale*, t. III, 1874.

La deuxième Partie, résumée par une planche actuellement en cours de gravure, s'étend depuis la raie O jusqu'à l'extrémité ultra-violette observable photographiquement à l'aide d'un spectroscope dont les objectifs sont en quartz et le prisme en spath d'Islande : cette limite correspond à la raie U ($\lambda = 294,80$).

Les raies sombres du spectre solaire sont, comme dans l'ensemble du Mémoire, rangées suivant l'échelle *normale*, c'est-à-dire par ordre de longueur d'onde. J'ai été assez heureux pour étendre d'une manière notable la partie déjà décrite de ce spectre. Les déterminations des longueurs d'onde des raies principales n'ont

pas été sans présenter de grandes difficultés, à cause de la faiblesse des radiations de grande réfrangibilité. J'ai toutefois réussi à obtenir celles des raies O, P, Q, R, *r* et S avec la lumière solaire directe, en opérant par réflexion sur un réseau tracé sur verre.

Pour les radiations plus réfrangibles, trop faibles dans la lumière solaire pour être utilisées dans ces déterminations, après m'être assuré de la coïncidence des raies sombres de cette région du spectre solaire avec les raies du spectre de l'étincelle du fer (cette coïncidence peut s'établir qualitativement avec une perfection bien supérieure à l'approximation des mesures), j'ai déterminé les longueurs d'onde de ces raies avec la plus grande facilité.

Voici les valeurs qui ont servi de repères pour la construction des planches de la deuxième partie du spectre ultra-violet :

Raie	O.....	$\lambda = 343,97$	Raie	*r*.....	$\lambda = 314,42$
»	P.....	335,93	»	S_2.....	309,95
»	Q....	328,49	»	T.....	301,97
»	R.....	317,90	»	U.....	294,80

Les valeurs relatives aux quatre premières raies s'accordent très-bien avec celles de M. Mascart, dont j'ai d'ailleurs adopté les notations jusqu'à la raie S; au delà, la faiblesse de l'impression photographique, qui avait empêché M. Mascart de pousser plus loin que R la détermination des longueurs d'onde, se fait sentir dans le dessin que cet habile physicien a donné comme résumé de son travail, du moins dans la partie voisine de la limite observable.

Ainsi déjà la raie S donnée comme simple est au moins double; aussi ai-je préféré adopter comme repère la grosse raie immédiatement contiguë; elle est cependant triple, mais elle est très-précieuse, parce que ses trois composantes sont égales et équidistantes; de plus elle correspond exactement à une raie très-brillante du spectre de la vapeur de fer, qui, dans l'arc électrique, se résout en trois raies excessivement nettes. En nommant S_2 ce groupe, il n'y aura aucune confusion possible.

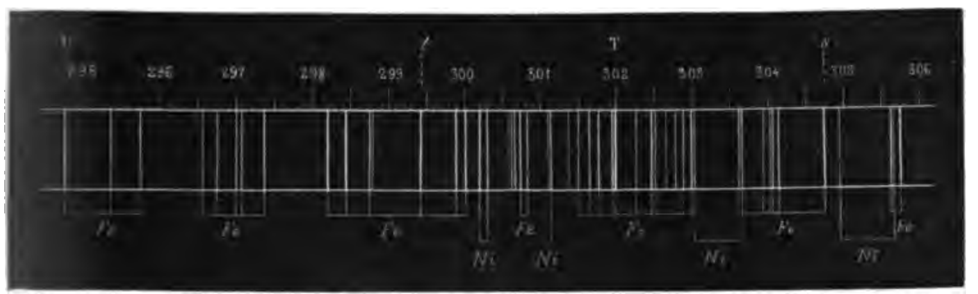
Quant à la raie T, qui forme la limite de la région observée par M. Mascart, je n'ai pu établir avec certitude la correspondance de son dessin avec mes clichés; j'ai donc donné ce nom à une très-

grosse raie double dont l'importance est plus considérable, et qui a de plus l'avantage, comme la raie S_2, de correspondre à une raie double très-brillante du spectre de la vapeur de fer.

Enfin, à la limite de la région que j'ai pu observer, se rencontre une raie sombre correspondant aussi à une raie importante du fer, et pour laquelle je propose provisoirement la dénomination de U.

Pour rendre plus claire cette description de la partie nouvelle du spectre ultra-violet, voici un dessin comprenant les raies simples principales, celles qui donnent à cette partie du spectre sa physionomie propre.

Fig. 1.



Cette figure est extraite du dessin détaillé dont il a été question plus haut; elle commence à la raie que je propose de nommer *s*, à cause de la facilité avec laquelle elle se distingue des autres entre les raies S et T, et se termine à la limite de visibilité du spectre solaire.

Cette limite ne dépend plus, comme dans le cas des spectroscopes ordinaires construits en crown-glass ou en flint-glass, du pouvoir absorbant des milieux transparents employés, puisque l'appareil est construit en quartz et en spath d'Islande. On s'en assure aisément par l'observation photographique des radiations brillantes des spectres métalliques dont la réfrangibilité s'étend extrêmement loin. Pour fixer les idées, on sait qu'avec un prisme de spath d'Islande (rayon ordinaire) d'un angle de 60°, on peut observer des radiations déviées de plus de 70°; avec les radiations solaires, les impressions photographiques cessent d'être visibles pour une déviation d'environ 60°.

D'où vient cette limitation du spectre solaire dans la région ultra-violette? Une série d'études préliminaires m'a permis de reconnaître la cause de cette limitation spontanée du spectre solaire et de déterminer les conditions les plus favorables à l'extension de cette limite. Cette cause n'est autre que l'absorption atmosphérique; il suffit, en effet, d'observer méthodiquement l'impression photographique du spectre solaire ultra-violet pendant toute une journée pour reconnaître que l'étendue du spectre varie dans le même sens que la hauteur du Soleil au-dessus de l'horizon. L'expérience montre que le maximum d'étendue se présente entre 11^h du matin et $1^h\,30^m$ de l'après-midi.

Comme on devait s'y attendre, c'est à l'époque du solstice d'été qu'on obtient le *maximum maximorum* d'étendue du spectre : c'est par des observations effectuées à cette époque de l'année que j'ai pu étendre jusqu'à la raie U la description du spectre représenté ci-dessus; mais ce qu'on ne pouvait guère prévoir, c'est l'étendue du spectre qu'on obtient encore en hiver, même dans l'atmosphère embrumée de Paris, à l'époque du solstice d'hiver; des clichés obtenus récemment ont donné, un peu après-midi, des impressions photographiques qui atteignent presque la raie T.

Il résulte de ces faits la conséquence très-curieuse, qu'à égalité de hauteur du Soleil le spectre solaire observé est notablement plus étendu en hiver qu'en été.

Ce résultat s'explique d'une manière très-simple, si l'on attribue à la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère le pouvoir absorbant qui limite le spectre solaire ultra-violet. En effet, la quantité de vapeur d'eau contenue par mètre cube dans l'atmosphère est beaucoup plus grande en été qu'en hiver. Si l'on adopte l'état hygrométrique moyen 0,75, la pression moyenne 760^{mm}, la température zéro pour le solstice d'hiver et 30° pour la température moyenne à midi au solstice d'été, on trouve respectivement $3^{gr},6$ et $25^{gr},0$, c'est-à-dire qu'il existe près de sept fois plus de vapeur d'eau dans les basses régions de l'atmosphère terrestre en été qu'en hiver.

Cette action de la vapeur d'eau sur les radiations solaires a d'ailleurs été invoquée par plusieurs physiciens (Angström, Janssen) dans l'étude du spectre visible, pour l'explication des raies et bandes désignées quelquefois sous le nom de *raies atmo-*

sphériques. Dans le spectre ultra-violet, cette absorption ne paraît pas localisée sous forme de raies ou de bandes; l'action est continue sans maxima appréciables.

Il reste à dire quelques mots des autres perfectionnements expérimentaux qui m'ont permis d'aller plus loin que mes devanciers, comme étendue du spectre et comme finesse de détails; en voici l'énumération :

1° La substitution d'un prisme à réflexion totale en quartz au miroir métallique de l'héliostat;

2° Le calcul rationnel des courbures des lentilles de quartz du spectroscope, par la condition de donner le minimum d'aberration pour une grande ouverture angulaire ($\frac{1}{10}$) ;

3° L'égalité d'épaisseur et le signe contraire du pouvoir rotatoire des deux lentilles de quartz : on compense ainsi certaines aberrations;

4° La perfection de taille des faces du prisme de spath d'Islande;

5° L'emploi d'une lentille de quartz concentrant les rayons solaires sur la fente du spectroscope : cette addition, loin de troubler les images, comme cela a lieu lorsque l'aplanétisme des diverses parties du spectroscope, ou leur réglage optique, n'est pas très-complet, apporte un accroissement considérable dans l'intensité des impressions photographiques et une grande perfection de détails, parce qu'on peut resserrer la fente sans cesser d'avoir l'éclat nécessaire à la formation des clichés.

Cette description des raies sombres du spectre solaire a été complétée par l'étude comparative des raies brillantes des vapeurs métalliques : les résultats obtenus me paraissent d'un grand intérêt au point de vue de l'Astronomie physique.

On sait que dans le spectre visible du Soleil la presque totalité des raies sombres correspond exactement à des raies brillantes des spectres des vapeurs métalliques; ce renversement dans l'apparence des raies n'est qu'un effet de contraste et s'explique par l'existence sur le Soleil d'une couche de vapeurs à une température relativement basse, absorbant partiellement les radiations du spectre continu d'un fond plus brillant. L'étude comparative de ces spectres a constitué une vraie méthode d'analyse qualitative et a conduit à mettre hors de doute l'existence sur le Soleil d'un certain nombre d'éléments chimiques terrestres.

L'extension de cette étude aux raies sombres du spectre ultra-violet, en agrandissant le champ de comparaison, m'a permis d'aller plus loin dans cette voie et d'aborder, jusqu'à un certain point, l'analyse quantitative des éléments de cette couche absorbante, à l'action de laquelle les raies sombres du spectre solaire sont attribuées. Voici le résumé de cette étude :

On remarque tout d'abord que les groupes de raies intenses sont inégalement répartis sur toute l'étendue du spectre solaire : la partie la moins réfrangible n'en contient à peu près aucun (en mettant à part les bandes et raies atmosphériques) ; ce n'est qu'à partir du bleu indigo que commencent les groupes sombres dont le groupe G est un type ; on rencontre ensuite les deux raies H, K, larges et estompées, qui se détachent sur un fond relativement clair, puis les groupes très-sombres L, M, N, O, P ; au delà vient un espace plus clair encore, sur lequel se détache la raie Q, puis les groupes voisins de R et de *r* ; un nouvel espace assez brillant conduit aux groupes sombres S, T, U.

L'examen comparatif des spectres des vapeurs métalliques montre de prime-abord que ces masses de raies sombres correspondent en général aux raies brillantes du spectre de la vapeur de fer, qui comprend à lui seul la presque totalité des groupes G, L, M, N, O, Q, S, T, U et plusieurs des groupes voisins de R.

Les deux grosses raies H et K correspondent au calcium, ainsi que deux raies analogues constituant R et le groupe compris entre R et *r*.

C'est au nickel que se rapportent la plupart des raies importantes, comprises entre O et P, ainsi qu'un nombre très-notable de raies dans la région STU (*voir* la figure précédente).

Les autres métaux magnétiques, cobalt, manganèse, chrome, fournissent des raies de moindre importance ; le titane présente un très-grand nombre de coïncidences, mais avec des raies en général très-faibles, excepté entre Q et R, où leur importance est plus grande ; l'étain offre des coïncidences qui, malgré leur petit nombre, paraissent non équivoques.

Le magnésium fournit quatre raies triples d'apparence identique, que je nommerai b (Fraunhofer) dans le vert, b' entre K et L, b'' entre P et Q, et b''' entre S et T ; elles sont, à l'exception de b'', qui est relativement faible dans le spectre du magnésium, très-intenses dans le spectre solaire.

L'aluminium donne deux raies fort nettes entre H et K, et deux autres analogues entre S et T. Le sodium qui produit la raie D du spectre visible ne donne, dans l'ultra-violet, qu'une raie double assez pâle entre P et Q. Enfin le glucinium paraît être représenté par quelques raies faibles.

Tels sont, en y joignant l'hydrogène qui donne quatre raies sombres C, F, G′ (près de G) et *h*, les éléments chimiques fournissant les coïncidences les plus remarquables avec les raies du spectre solaire.

Le caractère général des groupes de raies sombres du spectre solaire correspondant à un même métal est de présenter une intensité relative tout à fait en rapport avec l'éclat des raies brillantes correspondantes du spectre métallique : il y a donc une véritable proportionnalité entre le pouvoir émissif des vapeurs métalliques incandescentes et leur pouvoir absorbant, ce qui est d'ailleurs la base de l'explication du renversement des raies solaires (Kirchhoff, Foucault, Angström, Stockes). Si l'on joint à cette remarque la considération de l'éclat intrinsèque moyen du spectre de chaque élément chimique dans les régions à comparer, on arrive à conclure que l'intensité des raies sombres du spectre solaire est caractéristique de la quantité relative des différentes vapeurs métalliques qui, à la surface du Soleil, sont la cause de ces raies sombres. L'établissement d'une méthode d'analyse quantitative fondée sur ces considérations exigerait encore bien des efforts ; mais, si l'on cherche seulement à se rendre un compte approché de la composition de cette couche absorbante qui forme l'enveloppe extérieure du Soleil, les observations présentes suffisent pour une première approximation.

Dans cette manière de voir, la vapeur de fer serait de beaucoup plus abondante, à cause du nombre et surtout de l'intensité des raies sombres qui lui correspondent dans le spectre solaire.

Le nickel et le magnésium viendraient en second lieu ; le calcium, dont le spectre possède un éclat intrinsèque si grand pour les deux raies H et K qui le caractérisent, doit entrer dans une proportion moindre que l'intensité de ces raies ne pourrait le faire supposer ; viennent ensuite l'aluminium, le sodium et l'hydrogène, enfin le manganèse, le cobalt, le titane, le chrome et l'étain.

Telle serait approximativement la liste, par ordre de quantité,

des éléments volatilisés à la surface du Soleil. En examinant cette liste, où le fer, le nickel et le magnésium jouent un si grand rôle, on est immédiatement frappé de l'analogie de cette composition avec celle des aérolithes, dont la majeure partie est formée de fer allié à $\frac{1}{10}$ de nickel : dans les fers météoriques, cet alliage est presque pur; dans les météorites pierreuses, le fer nickelé est mêlé à des silicates magnésiens de compositions diverses.

Cette étude du spectre conduit donc à la conclusion suivante :

La position et l'éclat relatif des raies sombres du spectre solaire s'expliquent par l'action d'une couche absorbante existant sur le Soleil, couche dont la composition serait analogue à celle d'aérolithes volatilisés.

Les conséquences de ce fait, révélé par l'analyse spectrale des radiations solaires, touche d'une manière si directe aux grands problèmes de la Physique cosmique et de l'Astronomie, qu'il me paraît utile de les indiquer, avec toute la réserve que comporte d'ailleurs un sujet aussi délicat.

1° *Probabilité d'une action magnétique directe sur le Soleil.* — Si la couche extérieure du Soleil contient, comme les aérolithes, une proportion considérable de vapeurs de fer, la masse absolue de ce métal répartie sur la surface du Soleil doit être très-grande, vu l'énorme diamètre de cet astre, et doit exercer une action appréciable sur les phénomènes magnétiques terrestres.

On pourrait objecter que le fer, porté à l'incandescence, perd son action attractive sur l'aiguille aimantée ; cette diminution rapide avec la température a, en effet, été constatée, mais il n'est aucunement prouvé que ce qui reste de pouvoir magnétique soit rigoureusement nul; il suffirait que le magnétisme spécifique de la vapeur de fer fût de l'ordre de l'attraction newtonienne, pour que l'action magnétique de la masse ferrugineuse du Soleil fût encore très-appréciable sur la Terre.

Dans cette manière de voir, les variations diurnes de l'aiguille aimantée seraient dues à l'action magnétique directe du Soleil. Cette opinion, d'ailleurs, n'est pas nouvelle; elle a été soutenue par des physiciens éminents, en particulier par le général Sabine, dans sa belle publication des observations magnétiques organisées par lui à la surface du globe. La relation des variations moyennes

avec la position du Soleil aux diverses heures du jour et aux différentes latitudes ressort, avec une évidence manifeste, de la discussion des observations. Par des considérations d'un tout autre ordre, la spectroscopie apporte une confirmation de cette opinion.

2° *Probabilité en faveur de l'hypothèse de l'aimant terrestre.* — La présence d'une quantité considérable de fer dans la composition du Soleil conduit à se demander si cette particularité est purement accidentelle ou si tous les corps du système solaire (et peut-être tous les corps sidéraux) n'auraient pas une origine commune qui se révélerait par la présence, dans une proportion notable, de fer que le spectroscope a décelé dans l'enveloppe extérieure du Soleil.

Le globe terrestre présente en faveur de cette idée un argument bien sérieux : en effet, la densité moyenne du globe, égale à 5,5, est le double à peu près de la densité moyenne des éléments qui en forment la croûte superficielle : on est donc forcé d'admettre, vu la haute température probable des couches intérieures, que la partie centrale de la Terre est constituée par des matières beaucoup plus denses que les matériaux pierreux, conséquemment par des masses métalliques. Si, d'autre part, on considère la force directrice de l'aiguille aimantée sur les différents points du globe et la symétrie approchée de l'ensemble de ses positions avec certains grands cercles de la sphère terrestre, on est amené à conclure avec une grande probabilité que les masses métalliques du centre de la Terre sont constituées, en proportion notable, par du fer métallique.

Notre satellite exerce aussi sur l'aiguille aimantée une action assez faible, il est vrai, mais qui paraît non équivoque : on pourrait donc voir dans cette action une preuve de l'existence du fer dans la composition moyenne de cet astre.

Enfin la profusion des aérolithes dans notre système planétaire tendrait à confirmer l'idée d'une commune origine de tous les corps célestes (hypothèse cosmogonique de Laplace) et à faire voir dans ces aérolithes le type de la *matière cosmique élémentaire*.

3° *Probabilité en faveur de l'origine électrique de la lumière émise par les protubérances solaires.* — Les conséquences précédentes se déduisent de la présence pour ainsi dire *statique* de masses magnétiques à la surface du Soleil. Examinons ce qui peut

arriver si ces masses sont à l'état de mouvement. Cet état de mouvement existe, ainsi que le prouvent les observations directes de cet astre, et la cause de cet état dynamique réside évidemment dans la chaleur des couches inférieures et dans le refroidissement des couches externes; car, quel que soit le mécanisme de ces mouvements, les conditions thermodynamiques nécessaires à la transformation de la chaleur en force vive sont remplies. Si l'on fait intervenir la condition que certaines parties de ces masses de vapeurs en mouvement sont magnétiques, on voit apparaître la nécessité d'un phénomène secondaire qui semble devoir jouer un rôle important, à savoir la production de courants d'induction dans les masses conductrices avoisinantes, soit en repos, soit animées d'autres mouvements que celles-ci. Il en serait absolument de même si les masses en mouvement relatif, au lieu d'être magnétiques, étaient électrisées par une cause quelconque, en particulier par quelque action chimique.

Quoiqu'il soit actuellement presque impossible de préciser le mécanisme de ces transformations et d'assigner *a priori* l'extension et l'énergie de ces phénomènes secondaires, les conditions thermodynamiques sont si favorables, qu'on doit leur supposer une très-grande intensité, et prévoir que certains points au moins de la surface solaire sont le siége de mouvements rapides, et que les masses gazeuses voisines reçoivent, par la propagation des courants induits, un accroissement notable de leur degré d'incandescence.

L'observation des protubérances, tangentiellement au disque solaire, nous révèle précisément l'existence de couches gazeuses dont l'éclat décèle une incandescence plus énergique que celle qui correspondrait à leur position : l'analyse de leur lumière montre que leur spectre est identique à celui de l'hydrogène très-raréfié rendu incandescent par une décharge électrique. La similitude spectrale est complète, tant pour l'éclat relatif des raies brillantes que pour leur netteté décroissant avec la réfrangibilité. Ces protubérances, qui apparaissent dans le voisinage des facules et des taches, ne représenteraient-elles pas ces masses gazeuses traversées par les courants d'induction dans le voisinage des régions magnétiques ou électriques en mouvement rapide?

Cette assimilation aurait l'avantage de faire rentrer dans les conditions thermodynamiques ordinaires l'explication des protubé-

rances, en les présentant comme l'équivalent de l'illumination par induction des masses gazeuses raréfiées, illumination qui se reproduit si aisément dans nos laboratoires avec les plus faibles actions mécaniques. On comprendrait alors la rapidité de l'extension de ces protubérances, leur disparition subite aussi bien que leur permanence accidentelle, sans avoir recours à l'hypothèse de ces jets gazeux doués de vitesses invraisemblables, atteignant plusieurs centaines de kilomètres par seconde. Je dois ajouter que l'hypothèse de vitesses si extraordinaires a déjà été critiquée par M. Fizeau, qui a signalé l'analogie probable du phénomène lumineux des protubérances avec celui que présentent sur notre globe les aurores boréales.

Quelques-unes des conclusions précédentes sembleront peut-être prématurées; je les soumets néanmoins avec confiance à l'examen des physiciens et des astronomes, comme le résumé d'un ensemble de faits très-étendus que l'exiguïté de la présente Note ne m'a pas permis de développer ([1]).

SUR L'EFFICACITÉ D'UN MOUVEMENT VIBRATOIRE POUR PROVOQUER LA DÉCOMPOSITION DES LIQUIDES EXPLOSIFS ET L'ÉBULLITION DES LIQUIDES SURCHAUFFÉS.

PAR M. D. GERNEZ.

Dans un Mémoire consacré à l'*Étude des solutions gazeuses sursaturées* ([2]), j'ai établi que, si l'on nettoie avec un soin suffisant des tubes de verre, on peut y conserver pendant très-longtemps, à l'état de sursaturation, des solutions de gaz que l'on a saturées sous des pressions supérieures à 2^{atm} et même 3^{atm}, bien que les tubes soient librement ouverts dans un milieu qui ne contient que des quantités négligeables de gaz dissous. J'ai fait voir, en effet, que s'il n'y a pas, dans le liquide, d'atmosphère gazeuse

---

([1]) Voir *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 332, 1878; t. LXXIV, p. 390, 1872, t. LXXXIII, p. 1172, 1876; *Annales de l'École Normale*, 1874.

([2]) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. IV, p. 311, et *Journal de Physique*, t. IV, p. 42.

retenue soit par les parois du vase, soit autour des corps solides qui s'y trouvent, l'émission du gaz dissous n'a lieu qu'à la surface libre du liquide et qu'elle ne continue qu'à la suite d'un échange de couche en couche qui ne s'effectue qu'avec une extrême lenteur si la température est constante. C'est ainsi que l'on peut conserver pendant plusieurs mois de l'eau de Seltz sursaturée dans un tube ouvert de $0^m,40$ de long, si l'on a eu soin d'éliminer les causes qui amèneraient une atmosphère gazeuse dans le liquide sursaturé. Vient-on, au contraire, à y introduire des bulles de gaz, chacune d'elles est le siége d'une émission gazeuse d'autant plus abondante que, toutes choses égales d'ailleurs, sa surface est plus grande. Or, parmi les moyens que l'on peut employer pour produire des surfaces d'émission de gaz ou des solutions de continuité dans la colonne liquide, l'un des plus efficaces et qui donne lieu aux effets les plus rapides consiste à communiquer un mouvement vibratoire énergique au tube qui contient le liquide : si l'on fait usage d'un tube de verre fermé à un bout, de plus de 1^m de long et de 5 à 8^{mm} de diamètre, rempli d'eau de Seltz ordinaire, par exemple, et que, le tenant verticalement par son milieu, on en frotte longitudinalement la moitié inférieure avec du drap légèrement mouillé, de manière à obtenir un son un peu intense, on voit naître subitement un nuage de bulles gazeuses, qui grossissent assez rapidement pour projeter hors du tube une grande partie du liquide.

Les analogies que j'ai fait connaître depuis longtemps entre le dégagement des gaz de leurs solutions sursaturées et la décomposition des corps explosifs, ainsi que l'ébullition des liquides surchauffés, m'ont conduit à essayer l'influence d'un mouvement vibratoire énergique sur ces deux phénomènes. Je vais indiquer sommairement le résultat de cette étude.

En ce qui concerne la décomposition des corps explosifs, j'ai principalement expérimenté sur le liquide bleu connu sous le nom d'*acide azoteux* et qui se dépose au fond de l'eau refroidie lorsqu'on y fait tomber goutte à goutte de l'acide hypoazotique. A cet effet, j'ai nettoyé un tube de verre d'environ 1^m de long et 6^{mm} de diamètre, en y faisant séjourner successivement de la potasse caustique chaude, de l'eau bouillante, de l'acide sulfurique chaud, de l'alcool bouillant, puis le lavant plusieurs fois avec de

l'eau distillée filtrée. J'ai porté le tube, plein aux trois quarts d'eau distillée bouillie, à une température voisine de 100°; je l'ai enfin introduit dans de la glace. J'ai alors laissé tomber dans cette eau de l'acide hypoazotique bien limpide, et il s'est formé au fond du tube une couche bleue d'acide azoteux surmontée d'une solution incolore d'acide azotique. Dans ces conditions, le liquide peut être amené lentement jusqu'à une température supérieure à 20°, comme je l'ai indiqué depuis longtemps, sans manifester la moindre trace de décomposition, et on peut le conserver inaltéré pendant un certain nombre de jours, à la condition de n'y rien introduire qui amène une atmosphère gazeuse. Mais, si l'on tient par son milieu un tube ainsi préparé, et qu'on le fasse vibrer longitudinalement en frottant énergiquement la moitié inférieure de manière à lui faire rendre un son intense, le liquide est instantanément projeté à une distance de plusieurs mètres, en manifestant tous les caractères d'une véritable explosion. Dans cette expérience, l'acide azoteux se décompose en bioxyde d'azote et acide azotique et la rapidité du phénomène tient d'abord, comme dans l'expérience précédente, à ce que le mouvement vibratoire que l'on communique au liquide détermine, s'il est suffisamment énergique, la rupture de la continuité du liquide en un grand nombre de points : il en résulte de nombreuses surfaces libres sur lesquelles la décomposition peut s'effectuer; de plus, l'acide azoteux, ainsi qu'il résulte des recherches de M. Berthelot, se décompose avec dégagement de chaleur, et l'échauffement instantané qui en résulte dans la masse augmente considérablement la rapidité du dégagement de gaz qui, ne trouvant pas assez vite une issue, projette devant lui le liquide superposé.

Les liquides surchauffés entrent aussi en ébullition sous l'influence d'un mouvement vibratoire : l'expérience, qui présenterait quelques difficultés avec des liquides dont le point normal d'ébullition est supérieur à la température ordinaire, est au contraire facile si l'on fait usage de substances dont le point normal d'ébullition est notablement inférieur à cette température. On procède du reste de la même manière que dans les cas précédents. Dans des tubes nettoyés avec les soins indiqués plus haut, on réussit aisément à surchauffer les liquides et à les amener à des températures qui dépassent de 10°, 20°, 30° et plus le point normal d'ébullition

sous la même pression. On peut se servir, par exemple, d'éther éthylchlorhydrique qui bout à 11° sous la pression ordinaire et que l'on amène facilement à 25° sans qu'il y ait ébullition; ou encore d'acide sulfureux qui bout à — 10° et qui reste liquide au delà de + 10°; on peut aussi faire usage de protoxyde d'azote liquide, mais le liquide qui se prête le mieux à l'expérience est l'éther méthylchlorhydrique, qui bout à — 23° et que l'on peut se procurer et manipuler facilement, grâce aux intéressantes recherches de M. C. Vincent. Voici comment on peut réaliser l'expérience : on dispose sur un tube soigneusement nettoyé un entonnoir muni d'un filtre et l'on y fait tomber le liquide en ouvrant le réservoir qui le contient; une quantité relativement petite du liquide s'évapore en refroidissant l'entonnoir et le tube, qui bientôt se remplit. L'évaporation de ce liquide, n'ayant lieu qu'à la surface libre, est extrêmement lente, et souvent le niveau ne baisse pas de plus de $0^m,01$ par heure; le froid produit par l'évaporation est insuffisant pour entretenir la température au-dessous du point normal d'ébullition. Si le tube est entouré d'air sec, le réchauffement du liquide est lent; il est plus rapide s'il n'est pas protégé par une double enveloppe à air sec, car la vapeur d'eau atmosphérique se condense à sa surface et forme une couche de givre qui fond peu à peu. Lorsqu'elle est fondue, dès qu'on fait vibrer le tube, il se produit une ébullition extrêmement active, mais qui s'arrête aussitôt, au lieu d'augmenter comme dans les expériences précédentes. Ce fait s'explique aisément : la transformation subite en vapeur d'une grande quantité de liquide consomme beaucoup de chaleur et détermine un tel refroidissement du liquide non vaporisé, que sa température peut être ramenée dans le voisinage du point normal d'ébullition.

SUR LES EFFETS DE LA MACHINE RHÉOSTATIQUE;

PAR M. G. PLANTÉ.

Les effets produits par l'appareil que j'ai décrit sous le nom de *machine rhéostatique* (1) se rapprochent beaucoup de ceux des

(1) *Journal de Physique*, t. VII, p. 20.

machines électriques et des bobines d'induction; mais ils présentent en même temps quelques caractères particuliers qu'il y a lieu de signaler.

Pour les étudier, j'ai fait usage de machines composées de 10, 30, 40 et 50 condensateurs à lames de mica. En employant d'abord une machine de 10 condensateurs, chargée par la batterie secondaire de 800 couples, décrite précédemment, on obtient, avec une vitesse de 15 tours par seconde, une série d'étincelles brillantes de 13 à 14^{mm} de longueur, qui se succèdent assez rapidement (au nombre de 30 par seconde), pour former un trait de feu continu, accompagné du même bruit que celui des étincelles d'une bobine d'induction munie d'une bouteille de Leyde.

La différence entre les caractères de l'électricité émanant du pôle positif et ceux de l'électricité du pôle négatif se trouve peut-être plus marquée dans l'étincelle de la machine rhéostatique que dans celle des appareils ordinaires d'électricité statique ou d'induction.

Lorsque l'on tourne lentement, de manière que l'étincelle n'éclate que par intervalles, elle présente des sinuosités nombreuses et irrégulières. Avec les machines de 30 et 40 condensateurs, qui donnent des étincelles de $0^{m},04$ et de $0^{m},05$, ces sinuosités s'élèvent ou s'abaissent au-dessus ou au-dessous de la ligne droite qui joindrait les deux pointes de l'excitateur (*fig.* 1). Mais, si l'on



Fig. 1.



tourne rapidement la machine, l'étincelle affecte alors une forme plus constante pour une même position des branches de l'excitateur. Cette forme consiste, lorsque l'angle compris entre ses branches est très-obtus, en un trait de feu partant en ligne droite dans le prolongement de la branche positive, s'élevant notablement au-

dessus de la pointe négative, et venant la rejoindre par un crochet, en décrivant, sur ce point, de nombreuses sinuosités (*fig.* 2).

La même forme se retrouve dans l'aigrette que donne la machine, quand on augmente de 1 ou 2^{mm} la distance des pointes. Un jet lumineux, conique, s'élance du pôle positif, parcourt les $\frac{3}{4}$ environ de la distance au pôle négatif, et se recourbe vers la courte aigrette formée autour de la pointe négative (*fig.* 2). Avec les machines

Fig. 2.



rhéostatiques donnant des étincelles de $0^{m},04$ et de $0^{m},05$, l'aigrette présente un pédicule terminé par une gerbe lumineuse ovoïde plus ou moins ramifiée, comme celle des machines électriques (*fig.* 1).

La forme de ces étincelles et de ces aigrettes, plus nette que celles des bobines d'induction, vient surtout de ce que l'appareil donne un flux d'électricité toujours du même sens, ce qui permet aussi d'en mesurer facilement la tension avec l'électromètre à longue échelle de Thomson, et de la comparer à celle des machines électriques.

La longueur des étincelles paraît croître en proportion simple du nombre des condensateurs; mais on ne peut l'établir d'une manière rigoureuse, à cause de l'inégalité d'épaisseur des lames isolantes et des effets variables qui en résultent.

La lumière produite dans le vide est plus vive que celle des machines électriques, par suite de la plus grande quantité d'électricité en jeu, et, lorsque le mouvement de rotation est assez rapide, elle est aussi vive et aussi continue que celle des bobines d'induction. Les tubes de Geissler les plus résistants, les tubes à substances phosphorescentes de M. Edmond Becquerel sont illuminés d'une manière brillante; mais on remarque l'absence de stratifications

même dans les tubes qui les donnent très-nettes avec les bobines de Ruhmkorff. On n'observe pas non plus la gaîne bleue qui entoure le pôle négatif; la lumière est pourpre dans toute l'étendue des tubes et le remplit complétement, ainsi qu'avec la bobine d'induction additionnée d'une bouteille de Leyde. Cet effet doit provenir d'un excès de tension, car, en diminuant beaucoup celle de la source d'électricité employée pour charger la machine rhéostatique, les stratifications et la gaîne bleue apparaissent; elles se produisent aussi directement avec la batterie secondaire de 800 couples, dont la tension est bien moindre que celle de la machine.

La machine rhéostatique donne, en général, tous les autres effets des machines électriques et des bobines d'induction, et ses effets ne paraissent pas troublés, d'une manière sensible, par les variations de l'état hygrométrique de l'air. La production de l'étincelle continue ou de l'aigrette est accompagnée d'une forte odeur d'ozone. Chacun des pôles peut donner des étincelles à l'approche des corps en relation avec le sol. Les effets des tourniquets électriques ou d'insufflation produite par les pointes de l'excitateur sont mis facilement en évidence.

L'appareil dont il s'agit ne présenterait qu'un intérêt théorique, s'il était nécessaire de recourir toujours à une batterie secondaire de 800 couples pour en manifester les effets; aussi me suis-je appliqué à les produire avec une source d'électricité beaucoup moindre, et j'y suis parvenu en augmentant le nombre des condensateurs, et en diminuant le plus possible l'épaisseur des lames isolantes.

Avec une machine de 50 condensateurs à lames de mica très-minces, maintenues par des cadres de caoutchouc durci ou de gutta-percha, on obtient des étincelles continues de 6^{mm} en n'employant que 100 couples secondaires, et l'on peut même rendre lumineux un tube d'air raréfié, en chargeant la machine avec une batterie secondaire de 30 à 40 couples ([1]). C'est avec cette source relativement faible qu'on voit apparaître les stratifications et la gaîne bleue autour du pôle négatif.

Il était intéressant de chercher à transformer complétement, à l'aide de la machine rhéostatique, une certaine quantité d'électri-

---

([1]) A défaut d'une batterie secondaire, une pile de Bunsen de 50 à 60 éléments ou une machine de Gramme d'une tension équivalente conviendrait également.

cité dynamique emmagasinée par les batteries secondaires, et de connaître approximativement le temps nécessaire pour en épuiser la charge complète, sous forme d'effets statiques. Entre autres expériences faites, je citerai la suivante : Une batterie secondaire de 40 couples, sans aucun résidu de charge antérieure, mais toute prête à emmagasiner le moindre travail chimique d'une pile primaire, a été chargée, pendant quinze secondes, par deux éléments de Bunsen, et mise ensuite en action sur la machine rhéostatique. On a dû tourner alors l'appareil pendant plus d'un quart d'heure, pour épuiser cette charge, en illuminant un tube de Geissler. Il en résulte qu'avec la quantité d'électricité prise par la batterie secondaire pendant une dizaine de minutes (ce qui est à peu près le temps convenable pour y accumuler, sans perte sensible, le travail de la pile primaire), on pourrait rendre lumineux un tube à air raréfié pendant plus de dix heures.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES ISOLANTS (1);

PAR M. W.-C. RÖNTGEN.

(Traduit par M. G. DAGUENET.)

Ce Mémoire contient les résultats d'expériences commencées depuis longtemps, mais plusieurs fois interrompues, sur la décharge disruptive à travers les corps isolants. Je me proposais de chercher s'il existe une relation entre les propriétés physiques des corps et la différence de potentiel ou les quantités d'électricité nécessaires pour que la décharge puisse se produire.

Les expériences sur les corps solides qui ont porté principalement sur les cristaux taillés en plaques minces n'ont pas donné de résultats satisfaisants ; celles sur les liquides sont trop incomplètes pour pouvoir être publiées.

Pour les gaz, j'ai choisi la décharge entre une pointe très-fine et une grande plaque plane, avec une pression moyenne du gaz ; j'attribue à ce choix du mode de décharge le succès de mes expériences.

---

(1) *Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, p. 390 ; 1878.

La méthode est la suivante : un moteur hydraulique de Schmidt communique une vitesse constante aux plateaux d'une machine de Holtz dont l'une des électrodes est reliée aux conduites de gaz; la seconde communique par un fil recouvert de gutta-percha avec l'armature interne de deux bouteilles de Leyde construites d'après la méthode de Thomson, avec du verre bien isolant et de l'acide sulfurique; l'armature externe communique avec le sol. Ces bouteilles, qui constituent un réservoir d'électricité d'une capacité considérable, diminuent les variations de potentiel résultant des irrégularités dans le jeu de la machine.

Le conducteur partant des bouteilles se bifurque : l'une des branches plonge dans un tube de verre étroit rempli de glycérine qui sert de rhéostat dont on peut faire varier à volonté la résistance en y enfonçant plus ou moins une tige métallique communiquant avec le sol. L'autre branche est réunie d'abord à la pointe de l'appareil de décharge, puis à un électromètre construit spécialement pour ces expériences (analogue à l'appareil Thomson).

L'appareil de décharge se compose d'une tige verticale de laiton terminée par une fine aiguille à coudre dorée; cette tige bien isolée traverse la tubulure d'une cloche posée sur la platine de la machine pneumatique. Sous la cloche on place une plaque polie de laiton de 132^{mm} de diamètre; la distance entre la pointe et le centre de la plaque est de $19^{mm},3$, et un fil réunit cette plaque à un galvanomètre très-sensible, dont l'autre bouton est en communication avec les tuyaux de gaz. Une pompe à air convenablement disposée permet d'introduire dans la cloche divers gaz sous des pressions mesurées par un manomètre.

Je remarquai bientôt que la première décharge correspond toujours à une différence de potentiel bien déterminée.

Au commencement de l'expérience on rend presque nulle la résistance du rhéostat : la déviation de l'électromètre et du galvanomètre sont alors très-faibles; on augmente peu à peu cette résistance. L'électromètre indique d'abord une augmentation continue du potentiel qui atteint une valeur déterminée ; à ce moment, la résistance du rhéostat restant constante, une déviation brusque et relativement forte du galvanomètre indique que la décharge s'est produite. On peut alors diminuer peu à peu la résistance du rhéostat et par suite la différence de potentiel; la décharge diminue

aussi d'une manière continue sans cependant devenir nulle ; elle cesse complétement pour une différence de potentiel notablement inférieure à celle correspondant à la première décharge.

On remarque de plus que le commencement de la décharge dépend de plusieurs circonstances extérieures, entre autres, du temps plus ou moins long écoulé depuis la décharge précédente ; les poussières en suspension exercent une influence bien marquée. Au contraire, les différences de potentiel pour lesquelles la décharge cesse de passer sont très-concordantes, même pour des expériences séparées les unes des autres par un intervalle de temps considérable. J'ai porté toute mon attention sur cette différence, que j'appellerai le *minimum de potentiel* et que par abréviation je représenterai par MP.

L'instant où cesse la décharge est facile à constater : la déviation très-faible du galvanomètre, 2°-4°, devient brusquement nulle si l'on diminue d'une quantité très-faible la résistance du rhéostat ; c'est alors qu'on mesure MP : l'électromètre donne la valeur moyenne du potentiel. J'ai aussi constaté par d'autres méthodes le moment où la décharge cesse. Pour cela, j'augmente beaucoup la sensibilité du galvanomètre, en le rendant presque complétement astatique ; la déviation devient nulle exactement pour la même différence de potentiel que dans les expériences précédentes.

Si l'on remplace le galvanomètre par un électroscope, il ne se charge pas, et enfin le point lumineux, visible dans l'obscurité, qui caractérise la décharge, disparaît quand on obtient la valeur MP.

Dans les expériences suivantes, la distance de la pointe à la plaque reste constante ; dans celles dont on comparera les résultats, la température est la même, enfin la pointe est toujours +, sauf indication contraire.

Malheureusement j'ai dû interrompre les expériences, d'abord parce que le printemps et l'été ne sont pas des saisons commodes pour les expériences d'électricité statique, ensuite parce que la construction de certaines pièces de l'appareil, entre autres l'électromètre, exigerait un certain temps. Parmi les nombreuses questions qu'on peut se poser relativement aux phénomènes qui nous occupent, je ne puis donc en résoudre qu'un petit nombre.

1° Quelle est la relation pour un gaz donné entre la pression et

MP? J'ai fait plusieurs expériences sur de l'air sec débarrassé d'acide carbonique et j'ai trouvé :

Pressions...	613	544	499	445	385	266	198	138	68	290	109
MP	639	602	577	547	503	439	402	361	301	258	198

On voit que, pour des pressions supérieures à 200^{mm}, l'augmentation de pression est à très-peu près proportionnelle à l'augmentation de MP ; au delà de cette limite, MP diminue relativement beaucoup plus vite. Les autres gaz donnent les mêmes résultats.

2° Pour un gaz sous une pression donnée, quelle est la relation entre la quantité d'électricité qui passe dans la décharge et la différence de potentiel entre la pointe et la plaque? J'ai étudié l'air sec débarrassé d'acide carbonique pour des pressions

391^{mm}, 294^{mm}, $203^{mm},4$, $109^{mm},7$, $51^{mm},8$.

La plus grande différence de potentiel que mon appareil puisse mesurer est 2684 unités (6 unités = 5 Daniell), la plus grande quantité d'électricité est un peu supérieure à 500 unités arbitraires. Dans les tableaux suivants, la première colonne contient les différences de potentiel, la deuxième les quantités d'électricité qui passent dans la décharge, la troisième la quantité que j'appellerai *différence disponible de potentiel*, et qui est la différence entre les nombres de la première colonne et la quantité MP correspondant à la même pression (pour laquelle cette quantité est nulle). J'ai calculé cette différence et je l'ai ainsi nommée, parce qu'on peut admettre que MP est nécessaire pour vaincre la résistance et que cette différence disponible mesure la quantité de fluide qui constitue la décharge; je la représente par DP.

Pression, $51^{mm},8$.

Différence de potentiel.	Quantité d'électricité.	DP.
1462...	0	0
1727...	71	265
2004...	171	542
2199...	271	737
2349...	371	887
2487...	471	1025

Pression, $109^{mm},7$.

Différence de potentiel.	Quantité d'électricité.	DP.
1806...	0	0
2094...	38	288
2859...	208	1053
3396...	370	1590
3684...	522	1878

Pression, 203mm,4

Différence de potentiel.	Quantité d'électricité.	DP.
2162...	0	0
2645...	45	483
2859 ..	67	697
3396...	138	1234
3684...	192	1522

Pression, 294mm.

Différence de potentiel.	Quantité d'électricité.	DP.
2433 ..	0	0
2859...	29	426
3396...	72	963
3684 ..	105	1251

Pression, 391mm.

Différence de potentiel.	Quantité d'électricité.	DP.
2775...	0	0
3169...	24	394
3684...	65	909

3° Comment varie pour un gaz donné et une différence de potentiel déterminée la quantité d'électricité qui passe dans la décharge lorsqu'on fait varier la pression du gaz ? J'ai étudié l'air sec débarrassé d'acide carbonique, avec une différence de potentiel 3684.

Pression......	641mm,2	466mm,4	391mm,0	294mm,0	203mm,4	109mm,7
Quant. d'élect.	0	41,5	65	105	192	322

Les autres gaz se comportent de la même manière.

Dans ces expériences, la différence de potentiel reste constante; et puisque, d'après (1°), la décharge sous différentes pressions cesse ou commence par des valeurs différentes du potentiel, les valeurs de DP ne sont pas les mêmes. On peut alors se demander s'il n'y a pas quelque relation simple entre la pression et la quantité d'électricité lorsqu'on maintient constante la différence disponible. La réponse à cette question nous est fournie par les nombres de (2°), d'après l'examen des courbes représentant ces expériences. J'ai calculé, en supposant DP = 1000, les nombres :

Pression............	391	294	203,4	109,7	51,8
Quantité d'électricité.	71	79	186	194	250.

On ne voit aucune relation simple entre ces nombres, mais on peut remarquer que, pour les quatre dernières expériences, le produit de la pression par la quantité d'électricité est très-sensiblement constant; la pression 391 donne seule une différence notable. Pour résoudre complétement les questions 2 et 3, il serait nécessaire de faire des expériences sur différents gaz entre des limites plus étendues de potentiel de pression et de quantités d'électricités.

4° Peut-on établir une relation entre la différence minima de potentiel et la nature du gaz dans lequel passe la décharge? Les divers gaz étudiés sont tous amenés sous des pressions à peu près égales à 205^{mm} et 110^{mm}; il m'était impossible d'opérer sous des pressions plus fortes, parce que l'électromètre ne pouvait mesurer les différences de potentiel correspondantes dans ce cas à quelques-uns des gaz. Remarquons que ces expériences ne sont pas directement comparables avec les précédentes :

Le tableau suivant contient les valeurs moyennes déduites d'un certain nombre d'expériences concordantes.

Gaz.	MP pour 205^{mm}.	MP pour 110^{mm}.
Hydrogène....	1296	1174
Oxygène....................	2402	1975
Oxyde de carbone............	2634	2100
Gaz des marais..............	2777	2317
Protoxyde d'azote.......... .	3188	2543
Acide carbonique............	3287	2655

Les gaz sont rangés, dans ce tableau, dans l'ordre des valeurs croissantes de MP; si l'on compare cette liste à celle qu'on a obtenue en rangeant les gaz d'après les valeurs décroissantes des chemins parcourus par leurs molécules dans un temps donné, l'ordre est le même dans les deux cas.

Comme cette différence minima de potentiel mesure le pouvoir isolant du gaz, on peut dire que les gaz possèdent un pouvoir isolant d'autant plus grand que la vitesse de leurs molécules est plus petite. La vitesse est d'autant plus petite que les molécules sont plus grosses; il en résulte que les gaz sont d'autant plus isolants que leurs molécules sont plus grosses.

L'accord est encore plus évident si l'on calcule le produit de MP par le chemin parcouru par les molécules.

Produit de MP *pour le chemin parcouru.*

Gaz.	Pression, 205mm.	Pression, 110mm.
Hydrogène...........	240	218
Oxygène.............	254	209
Oxyde de carbone	259	207
Gaz des marais	236	197
Protoxyde d'azote.....	217	173
Acide carbonique.....	224	181

Les chemins parcourus sont tirés des expériences de Graham sur la transpiration, et de la théorie des gaz de O.-E. Meyer; on a supprimé partout le facteur $\frac{1}{10^4}$.

Il résulte de ce calcul que dans les deux séries le produit du chemin parcouru et de la différence minima de potentiel sous la même pression est sensiblement le même pour tous les gaz.

Stefan a établi une relation entre le chemin parcouru et l'indice de réfraction du gaz; d'après les expériences de Boltzmann, la constante diélectrique du gaz est liée à l'indice de réfraction par une relation déduite de la loi de Maxwell; mes expériences établissent une relation entre le pouvoir isolant des gaz et ces trois quantités. Le pouvoir isolant d'un gaz est d'autant plus faible que son pouvoir dispersif est plus grand ou inversement.

Les mêmes relations simples existent aussi entre les vitesses des molécules et MP, pour un même gaz soumis à des pressions variables (n° 1). La règle ne s'applique pas au gaz oléfiant pour lequel les produits correspondant aux pressions 205 et 110 sont 149 et 123; je n'attache pas une grande importance à cette exception, parce que la décharge dans ce gaz présentait des phénomènes particuliers qu'on peut attribuer à une décomposition partielle. Pour l'air humide, MP et, par suite, le pouvoir isolant sont beaucoup plus grands que pour l'air sec.

D'une série d'expériences faites sur l'air et l'hydrogène, on conclut que MP, dans les mêmes circonstances, est plus petit lorsque la pointe est négative que lorsqu'elle est positive; je n'ai pas encore pu déterminer si cette circonstance influe sur la différence de potentiel correspondant au commencement de la décharge. Je me propose de reprendre et de compléter ces recherches l'hiver prochain.

E. RIECKE. — Versuch einer Theorie der electrischen Scheidung durch Reibung (Essai d'une théorie de la séparation électrique par le frottement); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 414, 1878.

K. SCHERING. — Ueber die Reibungsströme (Sur les courants engendrés par le frottement); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 465, 1878.

Si l'on admet que, lors du frottement d'un corps (frottoir) sur un autre (isolant), la quantité d'électricité produite dans un temps très-court est proportionnelle à l'étendue des surfaces frottantes et à la vitesse relative des deux corps, mais qu'en même temps les deux électricités séparées se recombinent avec une vitesse proportionnelle à la différence des charges des surfaces frottantes, on peut calculer la quantité d'électricité dégagée par le frottement pendant un temps quelconque, ou plutôt par le frottement de deux surfaces d'étendue déterminée, et, *a priori*, il est évident que cette quantité d'électricité sera donnée par une expression de la forme $A - B^{-s}$, si s est le chemin parcouru par le frottoir, supposé infiniment étroit; il est clair aussi que la quantité d'électricité ne doit pas croître proportionnellement à la largeur du frottoir, les parties postérieures du frottoir se trouvant en présence de parties déjà chargées de l'isolant. Ces résultats avaient été obtenus expérimentalement par M. Riess.

De ces hypothèses résultent également les courants obtenus par M. Zöllner, en réunissant, par un circuit métallique, la partie antérieure et la partie postérieure du frottoir; et si l'on suppose que l'espace parcouru par le frottoir est assez grand pour qu'il ait atteint son état permanent, une formule de la forme

$$y = (C_1 - C_2)\, e^{C_3 x} + C_2$$

liera l'intensité y du courant à la distance x des deux pointes métalliques insérées dans le frottoir; ou encore, avec une approximation suffisante, $y = bxe^{-cx}$.

L'intensité des courants observés satisfait à peu près à la formule ci-dessus, ou encore à la formule équivalente

$$y = bx\,(1 - cx),$$

de sorte que cette concordance a une faible valeur théorique, c étant toujours petit.

L'intensité de ces courants, observée par M. Schering, augmente beaucoup quand on soutire, au moyen d'un peigne, l'électricité du corps isolant.

On ne sait pas encore avec certitude quel rapport existe entre ces courants et ceux observés par MM. Zöllner et Quincke.

A. Potier.

Em. Less. — Ueber die Wärmeleitungsfähigkeit schlechtleitender Körper, insbesondere der Gesteine und Hölzer (Sur la conductibilité calorifique des corps mauvais conducteurs, en particulier des minéraux et des bois); Thèse de Doctorat, Berlin, 1878.

L'auteur rappelle les recherches de Despretz (1), Tyndall (2), Pfaff (3), Herschel et Lebour (4), Hopkins (5), Neumann (6), Angström (7). Il adopte, en principe, la méthode de Hopkins, en observant l'état stationnaire des températures dans un disque de la substance à examiner, chauffé sur l'une de ses faces au moyen d'une source constante de chaleur, l'autre face rayonnant dans une enceinte également à température constante, et il applique la formule déduite de la théorie de Fourier. Toute la difficulté consiste à mesurer avec précision les températures des deux faces et à écarter certaines causes d'erreurs accidentelles.

L'appareil de l'auteur présente une grande ressemblance avec l'appareil bien connu que MM. Wiedemann et Franz ont employé dans leurs recherches sur la conductibilité des corps bons conducteurs. L'enceinte est un vase cylindrique A (*fig.* 1), en cuivre, de $0^m,16$ de diamètre et de $0^m,16$ de hauteur, auquel est mastiquée une cloche de verre B de même diamètre, de $0^m,5$ de longueur, fermée à sa partie inférieure. Sur A est un couvercle nn' à vis, et le tout est porté par un anneau de fer muni de trois pieds. Autour de l'enceinte AB

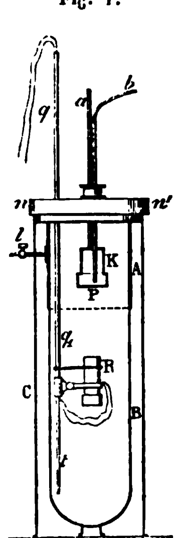
---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XXXVI, p. 422.
(2) *Philosophical Magazine*, 4e série, t. V, p. 138.
(3) *Ann. de Pogg.*, t. CXIII, p. 647.
(4) *Rep. Brit. Assoc.*, 1873, p. 223.
(5) *Philosophical Transactions*, 1857, p. 805.
(6) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVI, p. 183.
(7) *Ann. de Pogg.*, t. CXIV, p. 513.

est un cylindre C en zinc, dans lequel sont mastiquées deux étroites fenêtres en verre. Dans cette enveloppe C circulera un courant d'eau froide à température constante. L'enceinte AB peut être, au moyen d'un robinet *l*, mise en communication avec une pompe à air ou avec un manomètre.

Sur le couvercle de laiton *nn'* était vissée une boîte à étoupes que traverse un tube de laiton de 1^m de longueur, divisé en

Fig. 1.



centimètres, qui peut glisser verticalement au moyen d'un levier le long d'un guide *t*. A l'extrémité inférieure du tube était attachée une pile thermo-électrique à axe vertical, dont la face supérieure était bien noircie. On pouvait manœuvrer par une rotation du tube sur lui-même et sans déranger la pile, également liée à la tige *t* par une douille mobile, un petit écran double en laiton, qui pouvait à volonté couvrir la face supérieure de la pile ou en être écarté. Au-dessus de l'écran, on avait attaché à la pile, par deux fils de laiton recourbés, un petit anneau R de laiton, destiné à éviter un rayonnement latéral de la pile.

Les fils conducteurs de la pile, bien isolés, traversent le tube qq_1, et aboutissent à un galvanomètre à miroir de Wiedemann, que l'on observe avec une lunette à échelle divisée. Sur leur passage est

un commutateur à mercure, permettant de faire passer le courant de la pile dans le galvanomètre en deux sens opposés. La source de chaleur est une boîte en cuivre K, de 64^{mm} de diamètre et de 54^{mm} de hauteur. Un tube de cuivre *a* amène de la vapeur d'eau d'une petite chaudière en activité; un second tube *b*, plongeant presque jusqu'au fond de la boîte, sert à l'emmener. Un thermomètre, placé dans le tube *a*, peut mesurer la température de la vapeur, qui est aussi la température de toute la boîte, au bout d'un certain temps. La boîte K doit avoir son axe dans le prolongement de l'axe de la pile, lequel est lui-même l'axe du cylindre AB.

Sur la boîte K sont soudés (1) trois appendices *l*, dans lesquels passent trois vis servant à porter un petit manchon de bois H un peu évasé, de 33^{mm} de hauteur, muni de trois appendices *h*, traversés sans frottement par les vis, et au-dessus desquels peuvent s'appliquer des écrous de serrage *u*.

Dans le manchon de bois se trouvent, immédiatement au-dessus de son bord inférieur, trois courts appendices de bois *d*, sur lesquels sont collés des pointes de liége *e*.

La plaque à expérimenter P était un disque circulaire d'épaisseur variant entre 10^{mm} et 20^{mm}, d'un diamètre toujours égal à celui de la boîte K, bien poli et à faces bien parallèles. Il était placé entre la face inférieure de la boîte K et une plaque de cuivre mince S de même diamètre. Le bord inférieur de celle-ci était recouvert d'un anneau très-mince de carton, et ce bord s'appuyait sur les trois pointes de liége *e* du manchon H. La face inférieure de la boîte K et la face supérieure de la plaque S étaient bien amalgamées, et, au moyen des écrous *u*, on pouvait serrer avec force tout le système, de telle sorte que le contact des faces juxtaposées était aussi parfait que possible. On remplit de ouate l'intervalle compris entre le bord de la plaque P et le manchon K.

Quand la vapeur a circulé quelque temps dans la boîte K, celle-ci a pris la température t_1 indiquée par le thermomètre placé dans le tube *a* : on peut considérer cette température comme celle de la face supérieure de la plaque P. L'état stationnaire étant obtenu dans celle-ci, on laisse rayonner sa face inférieure, ou plutôt la

---

(1) Ces détails ne sont pas reproduits dans la figure ci-jointe.

plaque S qui la recouvre (noircie avec soin), et qui a la même température t_2, sur la pile thermométrique. La durée du rayonnement est toujours d'une demi-minute, une ou deux minutes. On prend chaque fois la déviation du galvanomètre, ou plutôt la moyenne des déviations obtenues en faisant circuler le courant en deux sens opposés dans le galvanomètre.

Il faut établir une relation entre la déviation u et la température t_2 de la plaque S. Si J est l'intensité du courant au temps z, provoqué par une différence de température V entre les faces de la pile (on suppose que la face inférieure garde toujours une température constante t, celle de l'enceinte AB), on a $J = K_1 V$, K_1 étant une constante.

Or, si à chaque unité de temps une quantité de chaleur a tombe sur la face supérieure de la pile, une partie seulement de a sert à l'échauffer; le reste est rayonné ou transmis aux couches sous-jacentes, et, si l'on admet que cette partie perdue est proportionnelle à V, on a, pendant le temps très-court dz,

$$dV = ma\,dz - m'V\,dz,$$

m et m' étant des constantes. En intégrant et remplaçant V par $\frac{J}{K_1}$, on arrive à

$$J = \frac{mK_1}{m'} \cdot a\,(1\,e^{-m'z}).$$

J est donc proportionnel à a pour la même valeur de z. L'auteur a vérifié directement cette conséquence par des expériences particulières, dans lesquelles il a varié et les distances de la pile à la plaque S et les durées du rayonnement. Comme J est mesuré par la déviation u et que a est proportionnel à $t_2 - \tau$, d'après la loi de Newton (que l'auteur applique de préférence aux formules de Dulong et Petit, lesquelles ne lui ont donné que des résultats contradictoires), on peut poser

$$(1) \qquad t_2 - \tau = \alpha u,$$

α étant une constante que l'on détermine à l'avance pour chaque durée de rayonnement et pour chaque distance de la pile à la plaque S, en faisant les expériences sans interposer de plaques

mauvaises conductrices entre la boîte K et la plaque S, laquelle possède alors la température t_1 de la source.

En ajoutant à l'équation (1) l'équation exprimant l'état stationnaire dans la plaque P, résultant de l'emploi de la théorie de Fourier et de la loi de Newton, on a

$$\frac{K(t_1 - t_2)}{h} = c(t_2 - \tau),$$

c étant une constante de rayonnement relative à la plaque S; et l'on peut calculer facilement K ou plutôt $\frac{K}{c}$,

$$\frac{K}{c} = \frac{h\alpha u}{(t_1 - \tau) - \alpha u}.$$

L'observation de la déviation u pour diverses distances de la pile à la plaque S (distances qui étaient toujours 103^{mm},93; 83^{mm},73 ou 63^{mm}) servait à obtenir plusieurs déterminations distinctes de la température t_2 et à vérifier pour chaque plaque si, dès le commencement des mesures, l'état stationnaire est établi et s'il se maintient constant jusqu'à la fin. Les valeurs de t_2, pour la même plaque P, ont toujours été très-concordantes, ce qui montre aussi que la température de la plaque S était constante sur toute son étendue et que la déperdition latérale était insensible.

Mais il a fallu faire subir à toutes les déviations u des corrections provenant de ce que la pile reçoit une certaine quantité de chaleur, rayonnée accidentellement par les parois du vase AB. Les valeurs de ces corrections soustractives ont été mesurées pour chaque distance de la pile à la plaque et pour chaque durée du rayonnement en interposant entre le vase K et la pile un écran très-mauvais conducteur (paquets de feuilles minces de carton recouverts d'étain) et observant les déviations observées dans ces conditions, déviations assez sensibles et dont il est aisé de faire un tableau servant de table de correction.

Enfin l'auteur a reconnu que l'air du récipient devait être sec pour que les résultats fussent concordants; on y arrive en mettant du chlorure de calcium au fond du récipient B et en faisant le vide au moyen de la tubulure l, puis laissant rentrer de l'air desséché. Les plaques expérimentées étaient à l'avance desséchées par

un séjour prolongé dans une étuve et conservées dans une enceinte sèche. Malgré ces précautions, la constante α était mesurée à nouveau de temps en temps, et l'on tenait compte de ses variations sensibles pour rendre comparables tous les résultats.

Les résultats numériques de l'auteur sont résumés dans le tableau suivant, où les valeurs relatives des coefficients de conductibilité ont été rapportées à celle d'un marbre des Pyrénées, la plus grande de toutes, et qu'on a représentée par 1000.

En général, la conductibilité des minéraux augmente avec leur densité, leur dureté et la finesse de leur grain. La structure cristalline favorise aussi la conductibilité.

Quant aux plaques de bois, les différences entre les conductibilités relatives aux trois directions principales sont moins accentuées que celles trouvées par Tyndall, surtout pour les deux directions perpendiculaires aux fibres; cependant il est certain qu'en général la conductibilité est toujours moins forte parallèlement aux couches ligneuses.

	Densité.	Pouvoir conducteur.
Marbre des Pyrénées	2,616	1000
Granit albiteux de Saxe	2,629	804
Marbre de Carrare	2,668	769
Marbre d'Italie	2,682	763
Basalte d'Idar	2,712	726
Grès à grains fins de Seeberg	2,130	721
Granit de la forêt de Thuringe	2,545	713
Grès du crétacé de Strehlen	2,324	701
Gneiss rouge de Tharandt	2,540	696
Basalte néphélin du Mitterteich	2,853	690
Serpentine de Saxe	2,418	676
Ardoise de Carlsbad	2,731	537
Grès de Postelwitz	1,997	487
Schiste argileux du Schwartzathal	2,685	469
Grès à cément de kaolin	1,951	420
Argile commune	2,003	275
Bois d'érable parallèlement aux fibres	0,634	192
Bois de chêne »	0,621	161
Bois de buis »	0,790	135
Bois de buis perpendiculairement aux fibres, parallèlement aux couches	0,754	96

	Densité.	Pouvoir conducteur.
Bois de chêne, perpendiculairement aux fibres, parallèlement aux couches	0,568	86
Bois d'érable, perpendiculairement aux fibres, parallèlement aux couches...............	0,571	86
Bois d'érable, perpendiculairement aux fibres, parallèlement aux couches...............	0,607	85
Bois de chêne, perpendiculairement aux fibres, parallèlement aux couches................	0,571	75

A. Laviéville.

CLIFTON. — On the difference of potential produced by the contact of different substances (Différence de potentiel produite par le contact); *Proceedings of the Royal Society*, 1877, t. XXVI, p. 299.

L'auteur s'occupe de la détermination des différences de potentiel produites par le contact des métaux et des liquides. Il fait observer que, dans les expériences de Becquerel, Péclet et Pfaff, les phénomènes sont très-complexes. Dans la méthode de Buff, mise en pratique par M. Kohlrausch, au contact métal-liquide vient s'adjoindre un contact métal-verre, ou métal-gomme laque.

Pour éliminer ces influences perturbatrices, on a employé le procédé suivant :

Un condensateur à plateaux porte, sur son plateau inférieur, un vase de verre renfermant le liquide à étudier. Un fil métallique, de même nature que le plateau supérieur, réunit le liquide au plateau inférieur. Une clef de forme particulière permet d'établir les communications suivantes :

1° Chacune des bornes de l'électromètre est mise en rapport avec l'un des plateaux du condensateur et les deux plateaux sont réunis métalliquement. 2° On peut supprimer la communication entre les plateaux et éloigner le plateau supérieur tout en maintenant les communications avec l'électromètre. On ne risque pas ainsi d'introduire des différences de potentiel par le contact de la main avec les parties métalliques de l'appareil. D'ailleurs les fils de communication sont portés par des supports à isolement intérieur imaginés par M. W. Thomson.

L'appareil permettait d'apprécier $\frac{1}{1000}$ de la différence de potentiel du contact zinc-cuivre.

Les expériences conduisent aux résultats suivants :

Le cuivre est positif avec l'eau et le sulfate de cuivre : avec une solution d'acide sulfurique au $\frac{1}{20}$, ce métal prend un potentiel négatif très-faible, de même qu'avec une solution étendue de potasse. Le zinc bien propre est également positif avec l'eau et la différence de potentiel paraît être la même que pour le cuivre. Le zinc oxydé est au contraire négatif. Le fer est négatif par rapport à l'eau distillée ; mais la différence de potentiel est très-faible.

L'identité de la différence de potentiel des contacts cuivre-eau et zinc-eau, ayant été déduite par M. W. Thomson d'expériences faites par M. Jenkin, l'auteur a cherché à la mettre en évidence par une expérience directe. Il prend un condensateur à plateaux zinc et cuivre distant d'à peu près $0^{mm},2$; chaque plateau communique d'une part avec une des bornes de l'électromètre et de l'autre avec un plateau de même nature plongé dans un vase contenant de l'eau distillée. L'aiguille de l'électromètre est déviée, par suite, d'une différence de potentiel existant aux extrémités de l'élément zinc-eau-cuivre. On tourne la clef de manière à rompre la communication entre le plateau immergé et le reste de l'appareil. L'aiguille ne bouge pas même quand on éloigne brusquement les deux plateaux du condensateur. Dans cette expérience les plateaux employés doivent être parfaitement propres.

Il résulte de là que la force électromotrice de l'élément Volta n'est autre que la force électromotrice du contact zinc-cuivre. L'auteur n'admet cependant pas avec M. Jenkin que l'eau soit au même potentiel que les deux métaux. Cela ne serait vrai que pour une solution convenable d'acide sulfurique.

Quand le plateau de zinc n'est pas très-propre, le cuivre paraît d'abord négatif par rapport au zinc, ce qui peut s'expliquer par ce fait que l'oxyde de zinc est très-négatif par rapport au zinc. Au bout de quelque temps d'immersion, le cuivre devient positif, ce qui, d'après l'auteur, est dû à la formation d'une gaîne d'hydrogène entourant le zinc.

En vertu de ces expériences, la force électromotrice de l'élément zinc-eau-cuivre, dans lequel le zinc terminal est relié à un fil de

cuivre, doit augmenter avec le temps. En effet, on a trouvé pour cette force électromotrice :

Immédiatement après l'immersion.	0,820 volts.
Après 3 heures..................	0,905 volts.

La force électromotrice du couple zinc-cuivre varie, d'après l'auteur, entre 0,760 volts et 0,821 volts.

Des données précédentes l'auteur conclut que, dans la pile Daniell, il doit exister une différence de potentiel au contact eau-sulfate de cuivre. Il termine son Mémoire par des tableaux numériques donnant la valeur des forces électromotrices de différentes piles, et la valeur de la force électromotrice zinc-cuive en fonction de la force électromotrice de l'élément Latimer-Clark.

H. Hurion.

S. THOMPSON. — On permanent Plateau's films (Membranes liquides permanentes de Plateau); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. V, p. 269-272, 1878.

Les essais tentés pour obtenir des lames liquides de quelque durée sont extrêmement nombreux : l'auteur les rappelle. A son énumération nous pouvons ajouter les mélanges proposés par MM. Gernez et Terquem, qui donnent d'excellents résultats [1]. Mentionnons aussi un mélange de 5 parties de résine (colophane) et de 1 partie de gutta-percha, proposé par Plateau, qui permet de conserver pendant deux ans des figures cubiques de $0^m,05$ de côté.

Après un grand nombre d'expériences, le liquide auquel s'est arrêté M. Thompson se compose de 46 parties de résine et de 54 de baume de Canada. Ce mélange est suffisamment liquide à 80°, mais il est préférable de l'employer à 95°. Vers 110°, il présente de beaux phénomènes de coloration. Avec des charpentes en cuivre, les figures ont une durée presque illimitée et une résistance telle, qu'une membrane plane circulaire, d'un diamètre de $0^m,04$, peut supporter sans se rompre un poids de 50^{gr}. Pour conserver les lames liquides, il est bon de les placer d'abord dans une atmosphère chauffée à 80° et qu'on laisse refroidir lentement.

Damien.

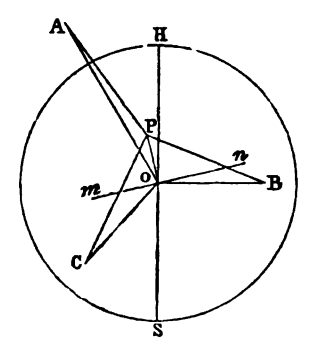
---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. Ier, p. 324, et t. II, p. 409.

Sir G.-B. AIRY. — On the correction of the compass in iron ships without use of a fixed mark (Correction de la boussole marine n'exigeant pas de repère fixe); *Philosophical Magazine*, 1878, 5ᵉ série, t. V, p. 267.

Pour déterminer et corriger la perturbation exercée par le fer d'un navire sur la boussole, on peut employer la méthode suivante :

On trace un cercle, que l'on suppose fixé horizontalement sur le pont du navire dont un diamètre HS représente la direction. On oriente successivement le navire dans trois azimuts formant entre eux des angles à peu près égaux, et l'on détermine par la méthode



des oscillations les intensités de la force magnétique. Soient OA, OB, OC ces intensités en grandeur et en direction, et P le centre du cercle circonscrit au triangle ABC. Il est facile de voir que les droites égales PA, PB, PC représentent dans chaque cas l'action de la Terre, et OP l'action perturbatrice.

On obtiendra la correction en plaçant parallèlement à OP un aimant ayant son centre sur le diamètre *mn* perpendiculaire à cette droite. On règle la distance de l'aimant au centre de l'aiguille, en sorte que l'aiguille, dirigée primitivement devant OC, devienne parallèle à PC. La correction a lieu alors pour tous les azimuts.

G. Foussereau.

L. SOHNCKE. — Ueber den Einflus der Temperatur auf das optische Drehvermögen des Quarzes und des Chlorsauren Natrons (Influence de la température sur le pouvoir rotatoire du quartz et du chlorate de soude); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 516, 1878.

M. Von Lang (1) a admis que le pouvoir rotatoire du quartz varie régulièrement avec la température, et a pour expression, pour une lumière quelconque,

$$\delta_t = \delta_0 (1 + \alpha t),$$

δ_0 et δ_t étant les déviations produites, sur la lumière considérée, par une même lame de quartz à zéro et à t^o. Pour valeur de α il donne $\alpha = 0,000149$.

D'autre part, M. Fizeau (2), dans ses recherches sur la dilatation et la double réfraction du cristal de roche chauffé, fournit des données d'où l'on déduirait, pour le coefficient de t, la valeur $\alpha = 0,000119$.

L'auteur s'est proposé de trouver la raison de ce désaccord. Une première série d'expériences, faite entre 20° et 100° C., lui a donné $\alpha = 0,000148$, nombre identique à celui de M. Von Lang; mais en employant comme température maximum la température de 72 degrés, qui n'a pas été dépassée par M. Fizeau, il a trouvé $\alpha = 0,000124$. Le désaccord apparent entre les résultats de MM. Fizeau et Von Lang doit donc être attribué à la différence des températures extrêmes entre lesquelles ils ont opéré, et la forme de fonction proposée par M. Von Lang doit être abandonnée. L'auteur propose la forme parabolique

$$\delta_t = \delta^0 (1 + at + bt^2)$$

et déduit de l'ensemble de ses expériences les valeurs

$$\alpha = 0,0000999, \quad b = 0,000000318.$$

Ces constantes demeurent très-sensiblement les mêmes pour les diverses couleurs.

(1) *Comptes rendus de l'Académie de Vienne*, t. LXXI, p. 707; voir *Journal de Physique*, t. V, p. 35.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. II, p. 143.

L'auteur a encore étudié le pouvoir rotatoire du chlorate de soude, et reconnu qu'il varie encore plus rapidement, avec la température, que celui du quartz ($\alpha = 0{,}00061$). Le chlorate de soude cristallise dans le système régulier, et demeure semblable à lui-même en se dilatant. La variation du pouvoir rotatoire ne peut donc être attribuée à la déformation produite dans les cristaux actifs par l'élévation de température. E. Bouty.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG;

TOME IX. — Année 1877.

ASTEN. — Recherches sur l'existence d'un milieu résistant dans l'espace céleste. Communication faite par M. Lewitzky, p. 2 et 6.

Le célèbre Encke a été obligé d'accepter l'hypothèse d'un milieu résistant dans l'espace céleste pour expliquer l'accélération moyenne du mouvement de la comète qui porte son nom. L'exactitude des calculs d'Encke ayant été depuis mise en doute, M. Asten, astronome à Pulkova, a entrepris une nouvelle détermination de l'orbite de cette comète. Les observations de la comète d'Encke indiquent une diminution séculaire de l'excentricité angulaire de son orbite égale à $3'',680 \pm 0'',150$; les calculs de M. Asten donnent pour cette quantité le nombre $3'',705$, preuve éclatante de la probabilité de l'hypothèse. L'accélération moyenne de la comète a été évaluée par M. Asten à $+0'',1044184 \pm 0,0001353$. Cette accélération est produite principalement dans la partie de l'orbite contiguë au périhélie, comme si la densité du milieu résistant était plus grande à proximité du Soleil.

M. Mendeleef a remarqué, à propos de la Communication de M. Lewitzky, que les perturbations du mouvement de la comète d'Encke peuvent être plus probablement expliquées par l'action des couches extérieures extrêmement raréfiées de l'atmosphère solaire qui, néanmoins, est limitée, car les gaz semblent avoir une limite de raréfaction. Cela explique aussi le fait que la comète de Faye, qui ne passe pas aussi près du Soleil, n'éprouve pas d'accélération, son mouvement se faisant dans l'espace dépourvu de gaz.

N. EGOROFF. — Photomètre électrique, p. 33, 78 et 143.

En continuant ses expériences sur l'électro-actinomètre ([1]), l'auteur a trouvé que cet appareil peut servir de photomètre, si l'on a soin de placer sur le trajet des rayons de la source lumineuse un écran absorbant les rayons extrêmes du spectre, par exemple une dissolution aqueuse d'esculine. L'auteur a aussi cherché à évaluer la force électromotrice de l'actinomètre en mesure absolue, à l'aide de l'électromètre Lippmann. Une détermination faite en novembre, à midi, a montré que les rayons directs du Soleil, en agissant sur l'actinomètre à plaques iodées par une fente de 30^{mm}, ont produit une force électromotrice de $\frac{1}{14}$ Daniell. Une lampe à pétrole placée à $0^{m},20$ de distance ne donnait que 0,004 D; l'électromètre accusait cette force par un déplacement de 80^{mm} du niveau d'un manomètre à pétrole.

F. CHIDLOWSKI. — Sur un cas de cristallisation des métaux sous l'action du courant galvanique, p. 49.

Si on laisse passer le courant d'un élément Grenet à travers une goutte d'eau distillée, placée entre deux électrodes collées sur le porte-objet d'un microscope, on remarque au microscope d'abord la formation de quelques cristaux métalliques sur le cathode. Ces cristaux s'agglomèrent peu à peu en forme d'une arborescence qui se dirige vers l'anode. Au moment de son contact avec l'anode, l'agglomération de cristaux reçoit une secousse, et ses ramifications latérales s'approchent du tronc principal. L'expérience réussit également bien avec des électrodes de plomb, d'étain, de zinc, de cuivre et de fer, mais elle ne réussit pas si l'on prend des *anodes* de platine ou d'or. Le galvanomètre multiplicateur ne montre qu'un courant excessivement faible au début de l'expérience, mais la déviation de l'aiguille devient considérable au moment du contact de l'arborescence avec l'anode. Les courants de la bobine Ruhmkorf ou de la machine Holtz produisent un effet semblable.

([1]) *Voir* ce *Journal*, t. V, p. 283.

R. LENZ. — Sur la résistance galvanique des solutions des sels haloïdes, p. 57.

L'auteur compare la résistance galvanique des solutions des chlorures, bromures et iodures de K, Na, Am, Ca, Zn, Ba, contenant le même nombre de molécules de sel par litre. Les résultats indiquent des nombres à peu près égaux pour la conductibilité des sels haloïdes du même métal. De plus, toutes les solutions qui donnent le même produit au cathode offrent la même résistance au courant galvanique. Si l'on suppose qu'il se produit au cathode un atome d'hydrogène et un atome d'hydrate d'oxyde, les résistances de diverses solutions deviennent inversement proportionnelles aux équivalents chimiques de ces produits.

D. BOBILEFF. — Sur la distribution de l'électricité à la surface des conducteurs formés de parties hétérogènes, t. VIII, p. 412, et t. IX, p. 61 et 103.

L'auteur s'est proposé de trouver l'expression mathématique de la distribution de l'électricité sur la surface extérieure d'une pile voltaïque non fermée ne présentant pas de points ou d'arêtes bien saillantes. Il suppose que la force électromotrice agit seulement dans l'étendue d'une couche infiniment mince qui environne la surface de contact des deux conducteurs hétérogènes. En partant de cette supposition, l'auteur trouve l'expression générale de la distribution de l'électricité sur la surface d'une sphère dont un hémisphère est formé de cuivre et l'autre de zinc, et en calcule la valeur numérique. La tension de l'électricité au milieu de chaque hémisphère est très-petite et à peu près uniforme, mais elle croît bien vite en approchant de leur ligne de contact. Par exemple, la tension sur le cercle distant de 30′ de cette ligne est 220 fois plus considérable que celle du milieu de l'hémisphère. La valeur absolue des tensions est beaucoup trop faible pour pouvoir être observée à l'aide d'aucun des électroscopes connus. L'auteur applique ensuite ses formules à une pile voltaïque formée de rondelles de cuivre, de zinc et de papier imprégné de sulfate de

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 326.

zinc, et dont la surface extérieure est une sphère. Les résultats numériques montrent la possibilité d'une observation directe.

En dernier lieu, l'auteur calcule les éléments d'un nouvel électromètre absolu, formé d'une sphère moitié cuivre, moitié zinc, suspendue bifilairement au milieu d'une seconde sphère creuse pareille à la première, mais maintenue immobile.

C. KRAEWITSCH. — Moyen de rendre très-sensible le baromètre à poids, p. 98.

Un tube barométrique rempli de mercure est librement suspendu à un ressort à boudin, de manière que son bout inférieur plonge dans une cuvette à mercure. La force du ressort est telle que le poids du volume de mercure correspondant à 1^{mm} de variation de la colonne barométrique produit une extension de 1^{mm}. On voit que de cette manière le déplacement du tube, produit par une variation de pression donnée, peut être fait aussi grand que l'on voudra.

N. SLOUGUINOFF. — Sur la polarisation des électrodes de mercure pendant l'électrolyse de l'azotate d'oxydule de mercure, p. 122.

M. Lenz a montré qu'on peut construire un voltamètre très-précis en mesurant le volume du mercure mis en liberté pendant l'électrolyse de l'azotate d'oxydule de mercure [1]. Il était intéressant de mesurer la faible polarisation des électrodes qui accompagnent cette électrolyse. L'auteur a trouvé, par la méthode de compensation de du Bois-Reymond, que le maximum de la force électromotrice de polarisation de l'anode par rapport au mercure non polarisé est 0,03, celle du cathode — 0,028 de l'élément Daniell; la polarisation du cathode par rapport à l'anode est 0,058, exactement la somme des deux nombres déjà cités. La concentration de la solution a peu d'influence sur le phénomène, mais les cristaux d'azotate qui tendent à recouvrir l'anode d'une croûte résistante contribuent à augmenter la polarisation.

W. Lermantoff.

---

[1] Voir *Ann. der Physik*, t. I, p. 289.

SUR LA VARIATION DES INDICES DE RÉFRACTION DANS DES MÉLANGES DE SELS ISOMORPHES;

PAR M. H. DUFET,
Professeur au lycée Saint-Louis.

Les sels isomorphes présentent, comme on sait, des propriétés optiques analogues; dans les cristaux appartenant aux systèmes à deux axes optiques, le sens de la double réfraction est en général le même, et les indices principaux, rangés par ordre de grandeur, correspondent aux mêmes axes cristallographiques. Des recherches sur ce sujet ont été faites d'abord par de Senarmont; ayant vu dans certains cristaux isomorphes la double réfraction changer de signe, il en conclut qu'il n'y avait pas d'analogie entre la forme cristalline et les propriétés optiques : des conclusions différentes ressortiraient d'un Mémoire de MM. Haldor Topsoë et Christiansen, publié en janvier 1874 dans les *Annales de Chimie et de Physique*. Ces savants ont déterminé, dans de nombreux sels, les valeurs des indices principaux, et ont montré qu'il y avait réellement analogie, mais que, dans certains cas, la différence entre les indices est énorme par rapport à celle des paramètres cristallographiques.

Si, au lieu d'étudier les sels isomorphes à l'état pur, on étudie les propriétés optiques de mélanges dont on connaisse la composition chimique, on voit dans ces propriétés une continuité remarquable. J'ai étudié ainsi des mélanges de sulfates de la série magnésienne, et voici quels sont les résultats auxquels je suis arrivé jusqu'à présent, pour des mélanges de sulfates de nickel et de magnésie, à 7 équivalents d'eau.

Ces sulfates cristallisent, comme tous ceux de cette série, en prismes orthorhombiques, voisins de 91°; l'angle est égal à 91°10′ pour le nickel et à 90°38′ pour la magnésie. La bissectrice de l'angle aigu des axes optiques coïncide avec la bissectrice de l'angle aigu du prisme. Il est facile d'obtenir par clivage des faces normales à cette bissectrice et de tailler des prismes ayant leur arête réfringente parallèle aux arêtes du cristal, donnant l'indice moyen par la déviation de l'image ordinaire.

Lorsqu'on fait cristalliser un mélange de ces sulfates, les cristaux sont très-purs, et présentent tous la même composition chimique et les mêmes propriétés optiques. J'ai étudié cinq de ces mélanges, dont la composition a ensuite été déterminée. On trouvera plus loin les compositions centésimales et les indices moyens pour la raie D du sodium. L'indice croît régulièrement à mesure que la proportion de nickel augmente.

J'ai refait, pour les sels purs, sulfate de nickel et sulfate de magnésie, les déterminations complètes des trois indices principaux. Les observations sur le sulfate de magnésie m'ont donné très-sensiblement les mêmes nombres qu'à MM. Topsoë et Christiansen; mais, pour le nickel, j'ai constamment trouvé des nombres un peu plus élevés; les valeurs moyennes des observations sur ce sel sont

$$\gamma = 1,4923, \quad \beta = 1,4893, \quad \alpha = 1,4693$$

au lieu de

$$\gamma = 1,4921, \quad \beta = 1,4888, \quad \alpha = 1,4669. \text{ (Topsoe et Christiansen.)}$$

De même, l'angle des axes optiques est un peu plus petit, $41°54'$ au lieu de $41°56'$. Ce sont là, dans tous les cas, des différences bien faibles et qui tiennent, je pense, à ce que le sel étudié par MM. Topsoë et Christiansen contenait quelques centièmes de sels isomorphes. Le sulfate de nickel est, en effet, de tous les sels de la série magnésienne, celui qui a les indices les plus élevés et le plus petit angle des axes.

En cherchant pour chacun des sels précédents, non plus la composition centésimale, mais la composition en équivalents, on arrive à la loi expérimentale suivante :

Les différences entre les indices d'un mélange de deux sels isomorphes et ceux des sels composants sont en raison inverse des nombres d'équivalents des deux sels qui entrent dans le mélange.

En d'autres termes, la courbe qui a pour ordonnées les indices et pour abscisses les équivalents est une droite; j'appelle *équivalent* du mélange la quantité contenant un équivalent de $SO^4, 7HO$, soit 111.

Je donne, dans le tableau suivant, les compositions centésimales et les équivalents des sels étudiés, leurs indices mesurés et calculés

par la loi précédente, ainsi que les différences entre l'observation et le calcul :

Sels.	Proportion pour 100 de $MgO,SO^3,7HO$	Proportion pour 100 de $NiO,SO^3,7HO$	Équivalents.	Indice moyen pour la raie D. Mesuré.	Indice moyen pour la raie D. Calculé.	Différences.
$MgO,SO^3,7HO$.	100	0	123	1,4554	»	»
Mélange 1.....	71,65	28,35	127,51	1,4645	1,4641	+ 0,0004
» 2.....	59,3	40,7	129,58	1,4675	1,4681	— 0,0006
» 3.....	46,1	53,9	131,87	1,472	1,4725	— 0,0005
» 4.....	28,05	71,95	135,12	1,479	1,4788	+ 0,0002
» 5.....	20,9	79,1	136,47	1,483	1,4815	+ 0,0015
$NiO,SO^3,7HO$.	0	100	140,54	1,4893	»	»

L'analyse du n° 5 aurait eu besoin d'être reprise, mais je n'avais plus de sel à ma disposition.

Cette loi de la variation de l'indice peut être regardée comme une conséquence de la loi de Gladstone sur la constance de l'*énergie réfractive* spécifique dans les mélanges. L'énergie réfractive $\frac{n-1}{D}$ du mélange de deux corps, n'ayant pas l'un sur l'autre d'action chimique, est la somme des énergies réfractives des composants.

Mais il faut remarquer que, pour les sels isomorphes d'une même série, la densité est proportionnelle à l'équivalent. Il suit de là que, si l'on mélange p équivalents d'un corps d'indice n et d'équivalent e, et p' équivalents d'un corps d'indice n' et d'équivalent e', c'est-à-dire des poids égaux à pe et $p'e'$, on pourra écrire

$$pe\left(\frac{n-1}{d}\right)+p'e'\left(\frac{n'-1}{d'}\right)=(pe+p'e')\left(\frac{N-1}{D}\right);$$

et, comme la densité D du mélange est égale à $\frac{pe+p'e'}{\frac{pe}{d}+\frac{p'e'}{d'}}$, on a, en remarquant que $\frac{e}{d}=\frac{e'}{d'}$,

$$p(n-1)+p'(n'-1)=(p+p')(N-1),\quad N=\frac{pn+p'n'}{p+p'}.$$

Les sels isomorphes, en cristallisant ensemble, forment donc des mélanges analogues, jusqu'à un certain point, à des mélanges

liquides, dont les propriétés physiques sont les moyennes des propriétés des corps composants.

Cela ne doit d'ailleurs être regardé que comme approximatif; la distance des molécules variant avec la direction dans les cristaux biréfringents, le mot *densité* n'a plus de sens précis quand on l'applique à une seule direction. Mais, dans tous les cas, l'approximation est comparable à celle des formes cristallines elles-mêmes.

J'ai mesuré également dans ces cristaux l'angle des axes optiques, qui peut aussi se calculer par la règle indiquée précédemment; mais ici les petites différences entre les indices vrais et les indices calculés influent sensiblement sur la valeur de l'angle : je pense, avec des observations plus précises que j'ai commencées sur des mélanges de sulfates de zinc et de magnésie, arriver à établir la loi de ces perturbations, et rattacher d'une façon plus complète les propriétés optiques des sels isomorphes à leurs formes cristallines.

NOUVEL HYGROMÈTRE A CONDENSATION;

Par M. ALLUARD,

Directeur de l'observatoire du Puy-de-Dôme.

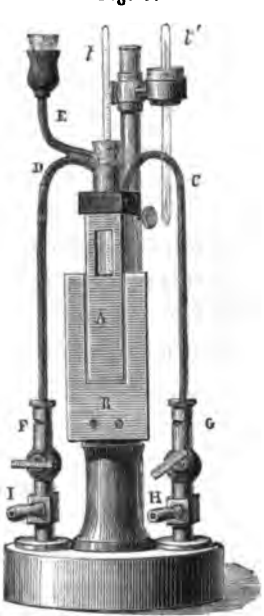
Cet hygromètre (*fig.* 1) se distingue de tous ceux qui ont été employés jusqu'ici, par les deux points suivants : 1° la partie sur laquelle le dépôt de rosée doit être observé est une face plane A, bien polie, en argent ou en laiton doré; 2° cette face plane est encadrée dans une lame d'argent ou de laiton B, dorée et polie elle-même, qui ne la touche pas et qui, n'étant jamais refroidie, conserve toujours tout son éclat. Il résulte de cette disposition que le dépôt de rosée s'observe avec la plus grande facilité sur la face A, de telle sorte qu'on ne trouve presque aucune différence entre les températures des instants où la rosée commence et finit de paraître sur l'instrument, convenablement refroidi par l'évaporation de l'éther.

La forme de l'appareil est celle d'un prisme droit à base carrée. Sa hauteur a $0^m,08$, et sa base $0^m,018$ de côté. Trois petits tubes de cuivre CG, DF et E traversent le couvercle supérieur; le premier CG pénètre jusqu'au fond, et les deux autres, DF et E, dont

l'un E est surmonté d'un entonnoir servant à introduire de l'éther, débouchent seulement en haut.

Deux petites fenêtres permettent de juger de l'agitation de l'éther par l'aspiration ou le refoulement de l'air destiné à produire le refroidissement en évaporant le liquide volatil. Le mieux est d'o-


Fig. 1.



pérer avec un aspirateur dont on règle l'aspiration suivant les besoins, lorsque les expériences se font à poste fixe; mais, en voyage, il est bien préférable de se servir d'un petit soufflet à souffle continu, qui est d'un transport très-facile et qu'on adapte à l'hygromètre par un tube de caoutchouc fixé en H. Quand on emploie un aspirateur, il faut le faire communiquer avec l'appareil au moyen d'un tube en caoutchouc, fixé en I.

Une tubulure centrale permet l'introduction d'un thermomètre *t* qui, se trouvant placé au milieu du liquide en évaporation, donne la température à laquelle se fait le dépôt de rosée.

Un petit thermomètre fronde *t'*, fixé à côté sur un support en laiton, permet de déterminer avec précision la température de l'air dont on veut avoir l'état hygrométrique.

L'hygromètre à condensation de Daniell a été modifié autrefois par M. V. Regnault. Cet éminent physicien en a fait un instrument de précision, mais son appareil ne s'est pas répandu à cause de sa manœuvre délicate. Le dépôt de rosée, se produisant sur un cylindre d'argent poli, est difficile à saisir. Dans l'hygromètre à face plane que je présente, ce dépôt se voit très-facilement par contraste, même à quelques mètres de distance, surtout si l'on a le soin de se placer de manière à éviter toute réflexion sur les faces dorées, ce qui les fait paraître d'un beau noir d'ébène. Son emploi étant très-simple, sans rien perdre de sa précision, rien ne s'oppose plus à ce que son usage devienne général.

Depuis que les observations météorologiques se sont multipliées de tous côtés, l'hygromètre a pris une importance qu'il n'avait pas autrefois. Celui qui est presque exclusivement employé aujourd'hui est le psychromètre. Or tous les physiciens savent qu'à la température de zéro et au-dessous on ne peut pas compter sur les résultats qu'il donne ; il en est de même dans un air très-agité. Cependant, presque partout, on continue à s'en servir dans ces conditions-là.

Nous espérons que l'hygromètre à face plane, muni pendant les froids de l'hiver d'un aspirateur plein d'un mélange d'eau et d'alcool ou de glycérine, ou simplement d'un soufflet à souffle continu, pourra donner des résultats précis à tous ceux qui ne craindront pas de consacrer deux ou trois minutes à sa manœuvre. Il pourra, de plus, servir à contrôler, en maintes circonstances, toute installation hygrométrique dans les observatoires météorologiques.

M. Golaz construit cet appareil avec toute l'habileté qu'on lui connaît.

SUR LA MESURE DE LA VITESSE DU SON;

PAR M. BICHAT.

On peut, dans un cours, mesurer approximativement la vitesse du son, en employant le procédé suivant : on prend un tube en fer-blanc de 10^m de longueur, replié sur lui-même, de manière que ses extrémités A et B soient voisines l'une de l'autre. L'extrémité A est fermée par une membrane en caoutchouc, l'ex-

trémité B porte un bouchon muni d'un tube en verre, qui communique, au moyen d'un tube en caoutchouc d'une certaine longueur, avec une capsule manométrique de M. Marey. Tout près de l'extrémité A, le tube en fer-blanc est percé d'une ouverture qui, au moyen d'un second tube de caoutchouc de longueur égale à celle du premier, communique avec une autre capsule de M. Marey. Ces capsules sont disposées devant un cylindre noirci, de manière que les extrémités de leurs leviers appuient sur une même génératrice. A côté enfin, on installe un diapason donnant cent vibrations par seconde. Ce diapason inscrit ses vibrations à côté des capsules manométriques. L'expérience étant ainsi disposée, on produit un léger choc à la main ou autrement sur la membrane A, tandis qu'un aide fait tourner le cylindre. Les capsules enregistrent le point de départ et le point d'arrivée, tandis que le diapason donne le temps. On peut ainsi constater que, entre le point de départ et le point d'arrivée, et sans avoir besoin de faire des mesures bien précises, il se trouve trois vibrations de diapason, c'est-à-dire qu'il s'est écoulé un temps égal à $\frac{3}{100}$ de seconde. On en conclut pour la vitesse du son $333^{m},3$ par seconde. Au moyen de deux tubes en fer-blanc placés l'un au-dessus de l'autre, on peut, dans une même expérience, montrer la différence des vitesses du son dans l'air et dans l'hydrogène. Cette différence se voit très-nettement, bien que, à cause de la diffusion à travers la membrane en caoutchouc, on ne puisse arriver facilement à remplir complétement le tube d'hydrogène parfaitement pur.

En résumé, cette méthode, qui n'est autre chose qu'une application des procédés de M. Marey, m'a semblé bonne pour donner aux élèves une idée nette de la mesure de la vitesse du son et de sa valeur.

NOMBRE DES ÉLÉMENTS NÉCESSAIRES POUR DÉTERMINER L'EFFET EXTÉRIEUR D'UN SYSTÈME OPTIQUE ;

Par M. E. BOUTY.

1. On a l'habitude de définir un système optique en donnant la position de ses plans principaux et de ses plans focaux, parce que

la construction géométrique des images, au moyen de ces données, est particulièrement commode. Toutefois, la recherche expérimentale directe des plans principaux n'est pas pratique, et les éléments que l'on mesure par le fait sont ou bien les distances entre des plans conjugués convenablement choisis et les faces antérieure et postérieure du système, ou bien les valeurs numériques du grossissement linéaire, pour des positions déterminées de l'objet et de l'image. Il peut d'ailleurs arriver que, dans des cas particuliers, on connaisse *a priori* d'autres éléments, comme l'indice relatif des milieux extrêmes, etc. Nous nous préoccuperons de fixer le nombre des éléments, quels qu'ils soient, nécessaires pour déterminer l'effet extérieur d'un système optique.

2. Nous supposerons les diverses quantités comptées positivement toutes dans une même direction, que l'on choisira arbitrairement sur l'axe du système. Nous désignerons par f, f' les distances focales principales, par p et p' les distances des foyers conjugués, ces distances étant comptées à partir des plans principaux A, A', et dans la direction choisie. L'équation des foyers conjugués est alors

$$\frac{f}{p}+\frac{f'}{p'}=1; \qquad (1)$$

la distance focale f se rapporte aux rayons parallèles dans le milieu M'; la distance f' aux rayons parallèles dans le milieu M. En désignant par n et n' les indices de M et de M', on a en général

$$nf=-n'f',$$

et, comme n et n' sont des quantités essentiellement positives, f et f' sont nécessairement de signe contraire. Quand les milieux M et M' ont même indice, ce qui est le cas le plus usuel, on a simplement

$$f=-f'.$$

Le rapport $\frac{i}{o}$ des dimensions linéaires de l'image, supposée dans le milieu M', à l'objet supposé dans le milieu M, est

$$\frac{i}{o}=-\frac{fp'}{f'p}. \qquad (2)$$

Nous rappellerons que les plans principaux A et A′ sont conjugués, et que le rapport $\frac{i}{o}$ correspondant est égal à 1, puisque la propriété caractéristique de ces plans est qu'un rayon incident quelconque et le rayon émergent correspondant rencontrent A et A′ à la même distance de l'axe, et du même côté.

Il existe enfin deux points O, O′, appelés *points nodaux*, conjugués l'un de l'autre, et tels qu'à tout rayon incident passant par O corresponde un rayon émergent parallèle passant par O′. Ces points sont caractérisés par la relation $p=p'$, $\frac{i}{o}=f+f'$, ou $\frac{i}{o}=-\frac{f}{f'}$. Quand les milieux extrêmes sont identiques, c'est-à-dire pour $f=-f'$, on a $p=p'=0$, $\frac{i}{o}=1$, et les points nodaux se trouvent à l'intersection des plans principaux avec l'axe.

3. Quand on se donne les plans principaux, les équations (1) et (2) ne renferment que deux inconnues f et f'. On peut les déterminer par deux équations de condition : par exemple, en se donnant un système de valeurs de p et de p' (c'est-à-dire deux plans conjugués), et la valeur correspondante g de $\frac{i}{o}$, on a

$$(3)\qquad f=p\frac{g}{g-1},\quad f'=-p'\frac{1}{g-1}.$$

La détermination géométrique des foyers, la construction du

Fig. 1.

rayon réfracté correspondant à un rayon incident donné, et, par suite, la détermination des images s'effectuent dans ce cas d'une manière très-simple. Soient A et A′ (*fig.* 1) les plans principaux, B et B′ les plans conjugués donnés, O un point de l'axe qui divise la dis-

tance BB′ en parties proportionnelles à g et à 1, extérieurement si g est positif, intérieurement s'il est négatif. Soit enfin CN un rayon incident quelconque rencontrant en K le plan B; le rayon réfracté passe par le point K′ de rencontre du plan B′ avec KO et par le point N′ du plan A′ déterminé par la parallèle NN′ à l'axe. Le rayon réfracté est donc N′K′, et le point C′ est conjugué du point C.

Au lieu de donner le grossissement dans un couple de plans conjugués, il revient au même de donner, outre les plans principaux, deux couples de valeurs de p et de p', soit p_1, p'_1, p_2, p'_2. En appliquant la formule (1), on trouve

$$(4) \qquad f = -\frac{\frac{1}{p'_2} - \frac{1}{p'_1}}{\frac{1}{p'_1 p_2} - \frac{1}{p_1 p'_2}}, \quad f' = \frac{\frac{1}{p_2} - \frac{1}{p_1}}{\frac{1}{p'_1 p_2} - \frac{1}{p_1 p'_2}}.$$

Géométriquement on mènera par l'un des points conjugués C un rayon quelconque CN, qui donnera comme rayon émergent N′C′. Le rapport $\frac{K'B'}{KB}$ fixe alors le grossissement dans le couple de conjugués BB′ et détermine le point O; on se trouve ramené au cas précédent. On construit d'ailleurs directement (sans se servir du point O) l'image d'un point E hors de l'axe, au moyen des rayons EC et EB, comme le montre la figure.

Un plan focal ayant son conjugué à l'infini peut remplacer un couple de plans conjugués. Enfin, quand le rapport $\frac{n'}{n}$ des indices extrêmes est connu, il suffit de connaître, outre les plans principaux, un couple de conjugués, ou un plan focal, puisqu'on a entre f et f' la relation $nf = -n'f'$.

Ainsi, d'une manière générale, on peut définir l'effet extérieur d'un système optique par trois conditions, quand l'une de celles-ci est la position des plans principaux.

Nous réservons, pour l'examiner ultérieurement, le cas où, les dénominateurs des formules (3) ou (4) étant nuls, les foyers se trouvent rejetés à l'infini.

4. Pour nous affranchir de l'usage des plans principaux, chan-

geons les origines à partir desquelles sont comptées les distances, et posons

(5) $$P = p - a, \quad P' = p' - a';$$

l'équation (1) devient

$$\frac{f}{P + a} + \frac{f'}{P' + a'} = 1.$$

On peut choisir a et a', tels que cette nouvelle équation soit de la forme

(6) $$\frac{F}{P} + \frac{F'}{P'} = 1;$$

il suffit pour cela que a et a' satisfassent à la relation

(7) $$\frac{f}{a} + \frac{f'}{a'} = 1,$$

c'est-à-dire que les nouvelles origines soient des foyers conjugués du système. On trouve

(8) $$F = f - a, \quad F' = f' - a',$$

et l'on vérifie aisément la relation

(9) $$FF' = ff',$$

qui nous sera utile par la suite.

La formule (2) du grossissement devient, grâce à la même substitution,

(10) $$\frac{i}{o} = -\frac{(P' + a')F'a^2}{(P + a)Fa'^2} = \frac{P'a}{Pa'}.$$

La dernière forme est en général la plus commode; mais il faut avoir recours à la première pour déterminer le grossissement dans les plans origines, pour lesquels on a

$$P = P' = 0.$$

On a alors

(10 *bis*) $$\frac{i}{o} = -\frac{F'a}{Fa'} = +\frac{F'}{f'} = \frac{f}{F}.$$

Pour déterminer F et F' au moyen de l'équation (6), il suffit de

deux systèmes de valeurs de P et de P', c'est-à-dire qu'il suffit de connaître en tout trois couples de plans conjugués, dont un sera pris pour fixer les origines. Mais l'équation (10) du grossissement renferme encore un paramètre inconnu $\frac{a'}{a}$, qui doit être déterminé par une condition supplémentaire, laquelle ne peut être qu'une valeur particulière du grossissement. Il faut donc, en tout, quatre conditions pour déterminer le système, et l'une d'elles doit être une condition angulaire.

On remarquera que, quand on donnait les plans principaux, pour lesquels le grossissement est égal à 1, on donnait implicitement la condition angulaire, dont la nécessité vient d'être reconnue. Les plans principaux fournissent donc une condition double.

Étant données les distances P_1, P'_1, P_2, P'_2 de deux couples conjugués à un troisième et la valeur g du grossissement, dans le couple origine, on trouve

$$(11)\quad \left\{\begin{array}{l} F = -\dfrac{\dfrac{1}{P'_2} - \dfrac{1}{P'_1}}{\dfrac{1}{P'_1 P_2} - \dfrac{1}{P_1 P'_2}}, \qquad F' = \dfrac{\dfrac{1}{P_2} - \dfrac{1}{P_1}}{\dfrac{1}{P'_1 P_2} - \dfrac{1}{P_1 P'_2}}; \\ a = -F(1-g), \quad a' = -F'\left(1 - \dfrac{1}{g}\right); \\ f = gF, \quad f' = \dfrac{F'}{g}. \end{array}\right.$$

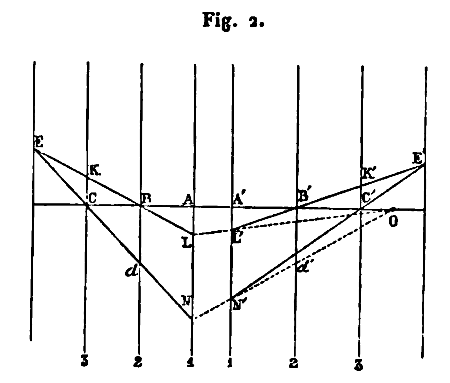
On construira géométriquement les images de la manière suivante. Soient A, A', B, B', C, C' (*fig.* 2) les trois systèmes de plans conjugués, O le centre de similitude des images dans les plans A, A'. Étant donné un point E extérieur à l'axe, on mène les deux rayons EB, EC, qui rencontrent le plan A en L et N, et émergent suivant L'B' et N'C'.

Pour avoir les plans focaux, il suffit de mener deux rayons incidents parallèles, soit par C' et B' ou bien par B et C, et de construire les rayons réfractés correspondants. Leur intersection détermine alors les plans focaux.

Il est à remarquer que les deux systèmes de rayons EB, B'E', EC, E'C' déterminent, par leurs intersections avec les plans BB',

CC', les grossissements $\frac{C'K'}{CK}$, $\frac{d'B'}{dB}$ correspondant à ces plans. Réciproquement, quand on connaît deux couples de conjugués et les grossissements qui s'y rapportent, on peut construire le rayon réfracté correspondant à un rayon incident quelconque. Enfin deux

Fig. 2.



rayons incidents, avec les rayons réfractés correspondants, suffisent pour déterminer le système optique, car leurs intersections avec l'axe déterminent deux systèmes de conjugués B, B', C, C', dans les grossissements correspondants.

5. Revenons au cas où, les dénominateurs des formules (3), (4) et (11) étant nuls, les foyers se trouvent rejetés à l'infini, et bornons-nous à considérer l'équation (11), qui est la plus générale. On a, dans ce cas,

$$P'_1 P_2 - P_1 P'_2 = 0,$$

c'est-à-dire

$$\frac{P'_1}{P_1} = \frac{P'_2}{P_2}; \tag{12}$$

et réciproquement, quand cette relation se trouve vérifiée, les foyers sont à l'infini.

La forme la plus générale de l'équation des foyers conjugués, quand on prend des origines quelconques, est

$$APP' + BP + CP' + 1 = 0.$$

Quand on prend pour origines deux foyers conjugués, le terme

constant disparaît. Nous supposerons que ces foyers sont situés à une distance finie l'un de l'autre, et que l'on donne deux autres systèmes de foyers conjugués dont les distances P_1, P'_1, P_2, P'_2 aux plans origines vérifient l'équation (12). On a entre ces quantités les relations

$$MP_1P'_1 + BP_1 + P'_1 = 0,$$
$$MP_2P'_2 + BP_2 + P'_2 = 0,$$
$$\frac{P'_1}{P_1} = \frac{P'_2}{P_2}.$$

On en tire

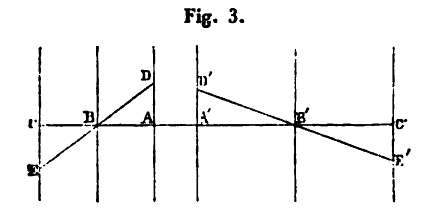
$$M(P'_1 - P'_2) = 0,$$

et, comme on suppose P'_1 et P'_2 distincts, $M = 0$. Donc enfin l'équation des foyers conjugués se réduit à la forme

$$(13) \qquad \frac{P'}{P} = K.$$

Supposons donné le grossissement g dans les plans origines A, A', et soient B, B', C, C' des conjugués quelconques. Menons le rayon incident BD (*fig.* 3) et le rayon émergent D'B' correspondant.

Fig. 3.



On a, d'après l'équation (13), des foyers conjugués

$$(14) \qquad \frac{A'B'}{AB} = \frac{A'C'}{AC} = \frac{B'C'}{BC}.$$

D'autre part, les triangles semblables D'A'B', C'B'E, DAB, CBE donnent

$$\frac{C'E'}{D'A'} = \frac{B'C'}{A'B'}, \quad \frac{CE}{DA} = \frac{BC}{AB};$$

mais, d'après (14), $\frac{B'C'}{A'B'} = \frac{BC}{AB}$; on a donc enfin

$$\frac{C'E'}{CE} = \frac{D'A'}{DA} = g.$$

Or $\frac{C'E'}{CE}$ est le grossissement dans le couple quelconque de conjugués C, C'; le grossissement est donc invariable

$$\frac{i}{o} = g. \tag{15}$$

Le système optique est complétement défini, comme dans le cas précédent, par trois couples de plans conjugués et un grossissement. Quand on sait que les plans focaux principaux sont à l'infini, cela équivaut à une condition, et il suffit alors de connaître deux couples de conjugués et un grossissement.

Les formules (11) établissent que, quand les foyers sont à l'infini, les plans principaux sont aussi à l'infini, à moins que l'on n'ait $g = 1$, auquel cas a et a' sont indéterminés. Deux conjugués quelconques peuvent être considérés comme les plans principaux.

6. Quand on donne le rapport des indices des milieux extrêmes, cette condition équivaut à une condition angulaire, et détermine complétement un système pour lequel on connaît trois couples de conjugués. On peut en effet, en prenant un de ces couples comme origine, déterminer F et F'. D'ailleurs on a

$$ff' = \text{FF}' \quad \text{et} \quad nf = n'f',$$

pour déterminer f et f'; et, par suite, trouver les plans principaux, pour lesquels le grossissement est connu, il suffit de porter les distances f et f' en arrière des foyers. Une méthode de ce genre a été employée expérimentalement par M. Cornu.

Les points nodaux étant conjugués, et jouissant d'une propriété angulaire caractéristique, équivalent à deux conditions et peuvent être associés à la connaissance de deux couples de plans conjugués; on détermine immédiatement le grossissement, en menant par les points nodaux deux droites parallèles quelconques, et l'on se trouve ramené au cas précédent. Toutefois on ne peut remplacer ces deux couples de conjugués par un seul avec le grossissement correspondant; car, un tel couple étant donné, il suffit de connaître l'un des points nodaux pour déterminer l'autre à l'aide de deux droites parallèles. Ainsi les plans principaux et les plans nodaux, qui séparément représentent quatre conditions, n'en re-

présentent plus que trois quand ils sont réunis, et ne suffisent pas à déterminer un système optique.

Si l'on y adjoint la valeur du rapport $\frac{n'}{n}$, le système est, en général, déterminé; car, en désignant par p la distance d'un point nodal au point principal correspondant, on a

$$f + f' = p,$$

et, de plus,

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n}{n'}.$$

Toutefois, si $n = n'$, on a nécessairement $p = 0$, et alors de deux choses l'une : ou le système est indéterminé, si en effet on a donné $p = 0$; ou il est incompatible, si l'on a donné $p \gtrless 0$.

On voit, par ces exemples, combien il est important de s'assurer, dans chaque cas, que les quatre conditions données contiennent au moins une condition angulaire, et que deux conditions ne se réduisent pas entre elles, sans quoi le système serait incompatible ou indéterminé.

RECHERCHES SUR LA RÉALISATION DES SYSTÈMES LAMINAIRES DE PLATEAU;

PAR M. A. TERQUEM.

Tous les physiciens connaissent les remarquables travaux de M. Plateau de Gand, sur l'équilibre des liquides dénués de pesanteur. Avec une sagacité extraordinaire, ce physicien a réalisé et étudié les surfaces qui limitent ces liquides, en mettant en suspension l'un dans l'autre des liquides de même densité (de l'huile et de l'alcool étendu d'eau). Plus tard, il parvint à réaliser ces mêmes surfaces avec de l'eau de savon, l'action de la pesanteur sur la masse liquide comprise entre les deux surfaces qui la limitent étant négligeable par rapport aux actions moléculaires.

En outre, avec le même liquide, il put étudier plus complétement les lois auxquelles sont soumises les intersections des lames multiples qui prennent naissance dans l'intérieur des polyèdres dont les arêtes sont formées par des tiges rigides.

Comme les lames obtenues avec de l'eau de savon durent très-peu de temps, à cause de l'écoulement du liquide sous l'influence de la pesanteur, M. Plateau employa un liquide formé par un mélange, en certaines proportions, d'eau de savon, ou mieux d'oléate de soude et de glycérine, liquide auquel il donna le nom de *liquide glycérique*. J'ai déjà indiqué, il y a quelques années, dans le *Journal de Physique* (t. II, p. 409), que l'on pouvait remplacer la glycérine par du sucre. Je donnerai plus loin le procédé que j'emploie pour la préparation de ce liquide.

Quand on veut réaliser des systèmes laminaires d'une certaine étendue, il faut employer une grande quantité de liquide, de 1 à 2 litres, afin de pouvoir plonger et retirer facilement les polyèdres sans toucher les parois du vase. Je suis parvenu à réaliser des systèmes laminaires de dimensions beaucoup plus grandes qu'on n'avait pu le faire jusqu'à présent, tout en employant des quantités beaucoup moindres de liquide, et cela, en remplaçant, dans les solides de Plateau, un certain nombre des arêtes rigides par des fils flexibles, de telle sorte que les polyèdres les plus simples, qu'on emploie ordinairement dans ces expériences, puissent se réduire, quand on les plonge dans le liquide employé, à des polygones plans superposés, par suite du repliement des arêtes flexibles.

J'ai réalisé, par ce procédé, les expériences suivantes :

1° *Lame liquide soumise à une tension variable.* — Le système employé consiste en deux tiges rigides horizontales (longueur, 15^c; épaisseur, 4^{mm}) réunies par deux fils de soie de 33^c. En plongeant dans l'eau de savon et retirant lentement, les deux fils flexibles, accolés d'abord, s'écartent peu à peu, et l'on obtient une lame de savon limitée en haut et en bas par deux lignes droites, et latéralement par des arcs de cercle.

Si l'on suspend des poids à un crochet que porte la tige horizontale inférieure, on voit la lame s'allonger, en même temps que le rayon de courbure des arcs latéraux augmente.

2° *Fil flexible placé dans une lame liquide.* — L'appareil employé est presque identique au précédent, si ce n'est que les deux fils latéraux sont reliés en outre par un fil flexible FGH, non tendu. On forme la lame liquide comme précédemment, et l'on suspend le système à une potence.

On prend en main le fil HI (*fig.* 1) qu'on relève verticalement,

et si l'on détruit la lame qui existe entre le fil FGH et la tige CD, en la traversant avec un petit morceau de papier buvard, on voit le fil FGH se relever brusquement, et prendre la forme d'un arc de cercle. On peut, à l'aide du fil HI, déformer cet arc ainsi que la lame AFHGB; dès que l'on cesse d'exercer une traction sur le fil HI, l'équilibre primitif se rétablit.

Cette expérience permet de mettre facilement en évidence la tension superficielle des liquides.

Fig. 1.

A B H F G I C D

3° *Intersection des lames planes* (¹). — Pour étudier les lois relatives aux intersections des lames planes parallèles à une même droite, j'ai pris deux anneaux en fil de laiton (diamètre, 13ᶜ) que j'ai réunis par des fils verticaux parallèles et égaux (longueur, 33ᶜ), au nombre de 3, 4, 5, ...

Tout le système étant plongé dans le liquide, quand on soulève l'anneau supérieur, tous les fils verticaux sont d'abord accolés les uns aux autres vers le bas; à la partie supérieure, ils sont réunis par une lame liquide ayant la forme d'un caténoïde; puis ils se séparent peu à peu, à mesure qu'ils sont tendus; les lames supplémentaires prennent naissance, quand il y a plus de trois fils, et se développent peu à peu; enfin il se forme, dans l'anneau inférieur, quand on le retire, les mêmes lames que celles qui ont pris naissance antérieurement dans l'anneau supérieur.

(¹) Voir Plateau, *Statique des liquides*, t. I, p. 349, 355 et suiv.

4° *Lames du tétraèdre.* — Le tétraèdre est réalisé à l'aide d'un triangle équilatéral en fil de laiton (côté, 14^c), aux sommets duquel sont fixés ou noués trois fils de soie de même longueur, attachés ensuite ensemble, et passant dans un anneau qui termine une petite tige servant à soutenir tout le système.

On peut ainsi réaliser les expériences décrites par M. Plateau (¹).

5° *Lames du cube.* — Pour faire un cube, j'ai pris deux carrés faits avec le même fil de laiton (côté, 14^c), et j'ai réuni les huit sommets deux à deux par des fils de soie, de même longueur que les côtés des carrés. Au carré supérieur, comme dans les systèmes rigides de Plateau, est soudé un étrier qui sert à soutenir le cube et à le suspendre. On peut, avec ce système, réaliser les expériences décrites dans Plateau (p. 318 et 361); en outre en enlevant un certain nombre de lames liquides, on réalise diverses de ces surfaces, caractérisées par cette condition, que la somme des inverses des rayons de courbure est nulle. Avec le cube, on en obtient trois : 1° une sorte de double selle; 2° trois surfaces hélicoïdales se coupant suivant une diagonale; 3° une surface courbe passant par deux sommets opposés.

6° *Lames de l'octaèdre.* — J'ai réalisé un octaèdre en prenant un carré de même dimension que pour le cube, attachant aux sommets quatre fils flexibles égaux aux côtés du carré, réunis de la même manière que pour le tétraèdre, c'est-à-dire fixés au crochet terminal d'une petite tige; quatre autres fils identiques sont noués également aux sommets et tendus vers le bas par une balle de plomb. En plongeant l'octaèdre dans le liquide, et le retirant lentement, on obtient les lames figurées dans Plateau (p. 321).

On peut introduire un polyèdre formé par des surfaces courbes dans l'intérieur de l'octaèdre primitif muni de ses lames, en y plaçant une bulle de savon préparée au bout d'une pipe. On réussit mieux de la manière suivante : après avoir plongé tout le système dans le liquide, on retire seulement les quatre fils supérieurs, puis on souffle entre eux une demi-bulle, reposant sur la surface du liquide et tangente aux quatre fils. On soulève lentement; le polyèdre prend naissance dans l'intérieur de l'octaèdre; c'est une sorte d'octaèdre dont les sommets sont remplacés par quatre lignes

(¹) *Statique des liquides*, t. I, p. 321.

reliées aux sommets de l'octaèdre extérieur par des triangles. Si, cela fait, on dépose, avec une pipe, six petites bulles aux sommets respectifs de l'octaèdre, on obtient intérieurement un cubo-octaèdre, semblable à l'alun octaédrique, à faces légèrement courbes, relié à l'octaèdre extérieur par des lames et des pyramides quadrangulaires.

Cette expérience est l'une des plus belles qu'on puisse réaliser d'après la méthode de Plateau.

Préparation du liquide. — Le liquide que j'emploie est formé d'une dissolution de savon et de sucre. Les proportions de ces deux corps peuvent varier entre des limites très-étendues, et l'on obtient sensiblement les mêmes résultats.

Je prends habituellement pour 1^{lit} d'eau distillée 15^{gr} de savon de Marseille parfaitement desséché et mis en poudre pour en faciliter la dissolution. Cette poudre est très-hygrométrique et doit être conservée dans un flacon bien bouché. On fait dissoudre le savon à chaud, puis on laisse refroidir et reposer la dissolution au moins vingt-quatre heures, autant que possible à une température assez basse, vers 10° par exemple. On la verse ensuite sur un grand filtre, et l'on recommence la filtration sur le même filtre, jusqu'à ce que le liquide passe complétement clair et limpide, à peine légèrement opalescent. Souvent ce dernier se trouble de nouveau au bout de quelques jours; on le fait alors repasser sur le même filtre. Primitivement, je faisais une dissolution concentrée, que je filtrais et que j'étendais ensuite d'eau : ce procédé n'est pas bon, parce que, si l'on étend une dissolution de savon, elle se trouble au bout d'un certain temps, à cause de l'action décomposante de l'eau sur le stéarate et le margarate de soude, et il faut refiltrer. Dans la dissolution claire de savon ainsi obtenue, j'ajoute environ 30^{gr} de sucre pour 100^{cc} d'eau de savon. S'il y a trop peu de sucre, le liquide s'écoule trop rapidement, et les lame sont peu de durée; si l'on en met trop, le liquide devient trop visqueux, et des lames liquides un peu grandes se forment difficilement et lentement.

Le liquide, quelle que soit sa constitution, ne se conserve pas longtemps, surtout en été; ses propriétés se détruisent d'autant plus vite, qu'on l'a employé plus fréquemment et, par suite, mis plus souvent au contact de l'air. Pour le conserver on le porte à

l'ébullition pendant qu'on fait dissoudre le sucre ; on le met ensuite, encore chaud, dans des flacons suffisamment solides, bien bouchés et ficelés, que l'on chauffe encore au bain-marie ([1]). De la sorte, tous les germes de fermentation sont détruits, et le liquide peut être conservé probablement indéfiniment, sans perdre ses propriétés. J'ai constaté, du moins, qu'un liquide, préparé au mois de mai et conservé par ce procédé, essayé au mois de juillet, avait les mêmes qualités qu'au moment de sa préparation ; d'autres liquides de même composition étaient devenus au contraire mauvais au bout de vingt-quatre heures, après avoir servi une seule fois, quand la température extérieure était très-élevée.

Comme le savon attaque assez énergiquement le cuivre, le zinc et le fer, et non l'étain ni l'argent, il est bon de verser le liquide dans des cuvettes de verre, de porcelaine ou de fer-blanc, et, de même, d'étamer ou d'argenter les fils de laiton qui forment les arêtes solides des polyèdres employés.

CHARLES H. WILSON. — On neutralizing the effects of induction between telegraph lines (Neutralisation des effets d'induction sur les lignes télégraphiques); *Journal of the American electrical Society*, vol. II, n° 3, p. 27, 1878.

Les phénomènes d'induction entre les fils télégraphiques voisins introduisent souvent des perturbations dans le service. Pour combattre ces effets, M. Wilson s'est proposé de lancer dans le fil de ligne un courant égal et de sens contraire au courant induit. Il a observé que, pour obtenir la compensation cherchée, le courant auxiliaire doit avoir aussi la même durée que le courant induit. Le diagramme suivant permettra de se rendre compte de la manière de réaliser ces conditions sur une ligne ordinaire.

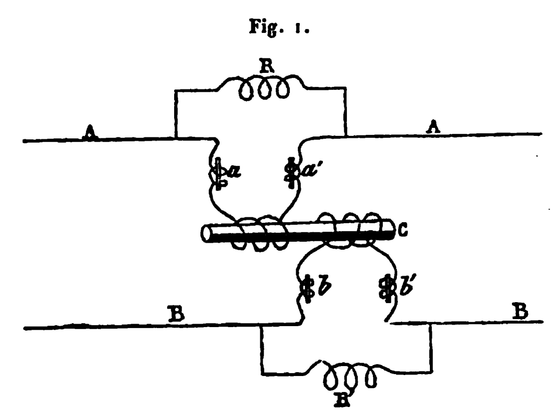
AA, BB (*fig.* 1) représentent les deux fils de ligne ; ces fils s'enroulent sur un noyau de fer doux C′, mais en sens contraire. On a établi en outre deux rhéostats R et R′ en dérivation. Ces rhéostats servent à donner la même intensité au courant induit directement

---

([1]) Les flacons plats se brisent généralement pendant cette opération ; on peut, pour éviter cet accident, fermer les flacons avec un bouchon de caoutchouc percé, et introduire une tige de verre dans ce bouchon, quand le liquide du bain-marie a été porté à l'ébullition pendant dix minutes environ.

dans le fil BB par le circuit AA, et au courant induit dans le fil BB par la bobine C. Les électro-aimants *a*, *a'*, *b*, *b'* servent à régler la durée de ces deux courants.

Fig. 1.



Une disposition analogue a été adoptée pour la ligne de Chicago à Buffalo, mais les bobines sont remplacées par des condensateurs.

HURION.

W. PLESSER.—Osmotisch-Untersuchungen.— Studien zur Zellenmechanik (Recherches osmotiques. — Études de mécanique moléculaire); Leipzig, 1877.

Dans la première partie de son ouvrage, l'auteur étudie les propriétés physiques des membranes formées par des précipités chimiques ; dans la seconde, il applique aux cellules végétales les résultats obtenus dans la première.

Il obtient les membranes en plongeant un vase poreux de pile, rempli d'une dissolution de sulfate de cuivre, dans une dissolution de ferrocyanure de potassium ; un précipité de ferrocyanure de cuivre se dépose à l'extérieur du vase. Il a mesuré la vitesse du courant d'eau produit vers la substance osmotique (*Wassereinström*), la filtration en sens inverse sous pression et la valeur de la pression correspondant à l'état d'équilibre entre les deux phénomènes inverses dans un vase fermé. La résistance opposée au liquide par la paroi du vase est négligeable par rapport à celle opposée par la membrane, dont la surface active est cependant plus petite que la surface totale, puisqu'une portion s'est déposée sur des parties imperméables du vase poreux.

Cette membrane est complétement imperméable à la gomme et la dextrine, elle ne laisse passer que des traces de sucre de canne, de chlorure de potassium, d'azotate et de sulfate de potasse, d'acétate de potasse, d'acide azotique étendu. Le courant d'eau (*Wassereinström*) est proportionnel à la surface de la membrane, et à la force osmotique; la résistance à la filtration (*Wasseraus-ström*) est proportionnelle à la force du courant; elle doit aussi être proportionnelle à l'épaisseur de la membrane, mais cette épaisseur varie très-peu, même après un contact prolongé des réactifs. Avec le sucre de canne et la gomme arabique, le rapport de la force du courant d'eau à la concentration n'est pas constant : il diminue d'abord, puis augmente lorsque la concentration augmente. L'addition d'un colloïde ne ralentit que faiblement la diffusion des cristalloïdes, résultat déjà indiqué par Graham.

Dans la filtration, le courant d'eau est proportionnel à la pression; la membrane se comporte donc comme un tube capillaire. La pression produite par endosmose est beaucoup plus forte avec les cristalloïdes qu'avec les colloïdes; le parchemin et les membranes animales donnent des différences beaucoup moins fortes; on ne peut donc déduire de ces pressions la grandeur des pores, puisqu'elles dépendent de la nature des membranes.

Il n'existe aucune relation simple entre cette pression et la vitesse de diffusion; cependant les cristalloïdes, qui se diffusent plus rapidement que les colloïdes, donnent des pressions plus fortes. Avec le sucre et la gomme, la pression et le courant osmotique augmentent un peu lorsque la température s'élève; cette augmentation de pression est beaucoup plus sensible avec les sels qui se dissocient facilement par l'action de la chaleur, tels que l'acétate de soude et de potasse, la combinaison du sucre et du sel marin, etc., etc.

E. Daguenet.

RIECKE (Édouard). — Einige Beobachtungen an der Radiometer von Crookes (Quelques observations sur le radiomètre de Crookes); *Annales de Wiedemann*, t. III, p. 142, 1878.

On peut facilement établir l'équation du mouvement d'un radiomètre si l'on suppose que ce mouvement est produit sous l'action

d'une pression constante perpendiculaire à la surface des ailettes, et si l'on admet de plus que le système mobile éprouve une résistance proportionnelle à la vitesse angulaire. Si, dans ces conditions, on représente par p la pression sur l'unité de surface, par q la surface, par l la distance du milieu des ailettes à l'axe de rotation, par M le moment d'inertie, et enfin par ρ le coefficient de frottement, on aura

$$M\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \rho\frac{d\varphi}{dt} = pql;$$

d'où, en intégrant et en remarquant que, pour $t = 0$, on a $\varphi = 0$ et $\frac{d\varphi}{dt} = 0$,

$$\varphi = \frac{pql}{\rho}t - \frac{pql}{\rho}\frac{M}{\rho}\left(1 - e^{-\frac{\rho}{M}t}\right).$$

La vitesse constante acquise par le radiomètre au bout d'un certain temps aura pour valeur

$$(1) \qquad \alpha = \frac{pql}{\rho},$$

et, par suite, l'équation devient

$$\varphi = \alpha t - \alpha\frac{M}{\rho}\left(1 - e^{-\frac{\rho}{M}t}\right).$$

Toutes les courbes représentées par cette équation se réduisent, lorsque la vitesse est constante, à une ligne droite dont l'équation est

$$\varphi = \alpha t - \alpha\frac{M}{\rho},$$

qui, pour $\varphi = 0$, donne

$$(2) \qquad T = \frac{M}{\rho}.$$

La valeur de T est indépendante de α, ce qui montre que toutes les lignes droites obtenues avec un même radiomètre coupent l'axe des temps au même point. Partant de là, si l'on observe le mouvement d'un radiomètre depuis l'instant où il part du repos, on obtiendra des valeurs de α et de T. Il en résulte que, si l'on connaît les dimensions de l'instrument, on obtiendra, au moyen des équations (1) et (2), les valeurs de p et de ρ.

Des expériences ayant pour but de vérifier les conséquences du calcul ont été faites par l'auteur sur deux radiomètres. La valeur de p, qui devrait être constante, semble varier dans des limites trop étendues pour qu'il soit possible d'admettre que les hypothèses faites pour l'établissement de la formule précédente soient suffisantes. J'ai essayé de même de vérifier directement l'indépendance de T et de α, et je suis arrivé à trouver des différences énormes entre les valeurs obtenues pour T, pour des vitesses constantes différentes.

Quoi qu'il en soit, on peut, de cette façon, obtenir tout au moins une valeur approchée de p et, par suite, se faire une idée de la grandeur de la force qui produit le mouvement dans le radiomètre. D'après les nombres donnés par l'auteur du Mémoire, on trouve que cette force est égale à celle qu'exercerait, en vertu de son poids, une masse d'eau dont le volume est compris entre $0^{cc},00002$ et $0^{cc},00006$.

E. Bichat.

BERGNER (A.). — Ueber Radiometererscheinungen in Flüssigkeiten (Sur les phénomènes radiométriques dans les liquides); *Annales de Wiedemann*, t. III, p. 317, 1878.

Les mouvements radiométriques sont possibles dans les liquides. Pour s'en convaincre, il suffit de suspendre dans du sulfure de carbone un disque en mica noirci d'un côté et doré de l'autre. Sous l'influence d'une faible source de chaleur, d'une bougie par exemple, le disque est tout d'abord attiré, puis vivement repoussé. La répulsion est immédiate et, en même temps, très-énergique lorsqu'on soumet l'appareil à l'action des rayons solaires. On a choisi le sulfure de carbone à cause de la facilité avec laquelle il laisse passer la chaleur, et aussi à cause de l'extrême mobilité de ses molécules; mais les phénomènes se produisent également avec de l'eau. Seulement la répulsion n'a lieu qu'au bout d'un temps plus long.

On peut aussi, dans les liquides, installer une sorte de radiomètre qui se met en mouvement sous l'action d'une source de chaleur intérieure. Que l'on se figure une boîte ayant la forme d'un long parallélépipède rectangle horizontal, plongée dans l'intérieur

d'un liquide, par exemple de l'eau froide. Cette boîte est munie d'un entonnoir fixé au milieu de sa face supérieure. Cet entonnoir, flottant à la surface du liquide, servira, d'une part, à soutenir la boîte, et, d'autre part, lui permettra de tourner autour d'un axe vertical.

Si l'on garnit maintenant les deux moitiés opposées diagonalement des deux longues faces verticales du parallélépipède, au moyen d'un corps mauvais conducteur maintenu par une double paroi intérieure, et si enfin on vient à verser de l'eau chaude dans la boîte, elle se mettra à tourner de manière à montrer que les parois échauffées sont repoussées.

E. BICHAT.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG ;

TOME IX. — Année 1877 (fin).

B. ROSENBERG. — Nouvelles formules empiriques pour l'expression de la dilatation du mercure et de l'eau, p. 128.

L'auteur propose, pour exprimer les résultats des expériences de M. Regnault sur la dilatation du mercure, la formule suivante :

$$V = V_0 e^{\frac{t}{a+bt}}, \quad a = 5584,63, \quad b = -0,2602.$$

En déterminant a et b à l'aide des valeurs de V pour 200° et 100° C., l'auteur calcule les volumes de 10° en 10° ; ces nombres ne diffèrent de ceux de Regnault que d'une unité de la sixième décimale.

Pour exprimer la dilatation de l'eau, l'auteur propose la formule

$$V = \left(\frac{e^{\frac{t}{\alpha+\beta t}} + e^{-\frac{t}{\alpha+\beta t}}}{2}\right)^3, \quad \alpha = 468,097 ; \quad \beta = 1,1542.$$

Les différences des valeurs calculées par cette formule et de celles de M. Rossetti atteignent deux unités de la quatrième décimale.

R. LENZ. — Sur les bobines de résistance de Siemens, p. 158.

On mesure maintenant les résistances galvaniques avec une précision telle que la connaissance exacte de la variation thermique de la résistance des étalons employés devient indispensable. L'auteur a trouvé que le nombre 0,0004290 exprime le coefficient d'accroissement de la résistance pour 1 degré C. des fils d'argentan que M. Siemens emploie actuellement pour ses boîtes à résistance bien connues. En se servant du coefficient 0,0003755 déterminé par Arndsten pour une autre sorte d'argentan, on commet une erreur de plus de 10 pour 100 de la correction entière.

C. KRAEWITSCH. — Nouveau baromètre portatif à vide parfait, p. 252-319.

M. Mendeleeff a construit un baromètre normal à siphon, dont le sommet était réuni à un autre baromètre, formé d'un tube capillaire. En versant du mercure dans la branche ouverte du premier baromètre, on fait monter la colonne; l'air qui peut se trouver dans la chambre barométrique finit par être poussé par le mercure dans le tube capillaire du second baromètre, et de là en dehors, par sa cuvette. Cet expédient ayant très-bien réussi pour les baromètres stationnaires, M. Kraewitsch a cherché à l'appliquer aux baromètres portatifs ainsi qu'aux manomètres des machines pneumatiques, en remplaçant le long et fragile tube capillaire qui conduit l'air en dehors par une sorte de petite trappe où cet air reste emprisonné.

Pour cela, l'auteur fait souder au sommet du tube barométrique un petit manomètre fermé à siphon. En inclinant l'appareil convenablement, on parvient à le remplir complétement de mercure pur et sec. S'il reste un peu d'air dans la chambre du baromètre, on n'a qu'à l'incliner de nouveau, le mercure monte dans la chambre et en fait passer l'air par le tube recourbé capillaire du manomètre dans sa branche fermée. Le mercure qui reste dans le tube capillaire agit à la manière d'un bouchon, et ne laisse pas rentrer l'air dans la chambre du baromètre.

TH. PETROUSCHEWSKY. — Expériences sur la lumière électrique fournie par la machine de Siemens-Alteneck, p. 254.

Plusieurs membres de la Société de Physique ont fait, de concert, quelques séries d'expériences sur la lumière électrique de la machine de Siemens (Haeffner-Alteneck) au cabinet de Physique de l'Université ; la machine, ainsi que la locomobile qui la mettait en marche, a été libéralement fournie par M. Lent, agent général de M. Siemens pour la Russie. Grâce au concours de plusieurs observateurs, on a pu faire simultanément des séries continues de mesures de l'intensité de la lumière au photomètre de Foucault, de l'intensité de la radiation calorifique à l'aide d'une pile thermo-électrique et de la force du courant au galvanomètre, ainsi que quelques observations voltamétriques pour la réduction des observations du galvanomètre en mesures absolues, et deux déterminations du travail mécanique de la locomotive au dynamomètre Morin. En résumé, on a trouvé que la machine, en consommant de 3,1 à 10,5 chevaux-vapeur, produit un courant assez variable, décomposant en moyenne environ 400 milligrammes d'eau par minute, et une lumière variant de 4800 à 9600 bougies stéariques. L'intensité de la lumière variait continuellement beaucoup plus que la force du courant. Le minimum de lumière observée était de 1000, et le maximum de 14800 bougies de 80^{gr}. Il est probable que la principale cause de l'inconstance réside dans le manque d'homogénéité du charbon ; quant à la machine, la régularité de sa marche paraît être tout à fait satisfaisante.

D. LATSCHINOFF. — Sur quelques propriétés de l'arc voltaïque, p. 263.

L'auteur a essayé de déterminer la nature de la résistance que l'arc voltaïque offre au passage du courant. Il a trouvé, par deux méthodes différentes, que, conformément aux conclusions de M. Edlund, c'est une force électromotrice de polarisation qui se produit dans l'arc voltaïque. Avec une batterie de 40 éléments Bunsen, un courant de 95 unités électromagnétiques, cette polarisation est égale à peu près à 12 Bunsen. L'introduction d'un peu de potassium ou de sodium métallique dans l'arc produit une diminution d'à peu près 50 pour 100 de la polarisation, tout en augmentant la longueur de l'arc.

W. LERMANTOFF. — Des méthodes employées par M. Brauer pour la construction des balances de précision, p. 326.

Les arêtes des trois prismes d'une balance doivent former l'intersection orthogonale de trois plans parallèles entre eux et perpendiculaires au plan du fléau, avec un autre plan parallèle au plan du fléau. Pour faciliter la réalisation de ces deux conditions pendant la construction du fléau de la balance, M. Brauer a imaginé deux appareils spéciaux. Le premier, destiné à la vérification de la première condition, consiste en deux cylindres en acier parallèles entre eux, dont l'un porte deux microscopes micrométriques, et l'autre un seul. Les deux cylindres peuvent tourner autour de leurs axes de figure dans des supports fixés sur une planche horizontale. On vérifie le parallélisme des cylindres en même temps que la collimation des axes optiques des microscopes à l'aide d'un niveau, comme on le fait pour le cathétomètre, en plaçant les cylindres verticalement. Cela fait, on couche le fléau sur deux supports fixés entre les cylindres, de manière que son plan soit parallèle au plan des axes, que les microscopes du premier cylindre soient braqués sur les arêtes des prismes extérieurs, et le troisième sur l'arête du prisme moyen, tourné du côté opposé. La coïncidence des réticules avec les arêtes ne doit pas cesser d'exister pendant la rotation des cylindres, si les arêtes sont parallèles entre elles. En retournant le fléau, on vérifie la perpendicularité des arêtes à son plan, ainsi que l'égalité des bras. En usant les facettes des prismes, ainsi que le fléau, on parvient peu à peu à réaliser ces conditions.

Le second appareil est une sorte de marbre de mécanicien approprié à cet usage. La surface d'une longue plaque de fonte est bien planée et munie d'une découpure à jour. On pose le fléau sur la plaque de manière que les arêtes des deux prismes extérieurs s'appuient sur sa surface ; le fléau et le prisme moyen trouvent leur place dans les découpures. En recouvrant la plaque d'une légère couche de rouge à polir, on s'assure du contact parfait des deux arêtes. Une petite plaque de glace couverte de rouge et posée sur l'arête moyenne permet de s'assurer que celle-ci est aussi comprise dans le plan de la surface de la plaque. L'appareil peut indiquer une erreur de 30″ de l'inclinaison d'une arête et celle de 0,0000125 de la longueur du bras.

W. LERMANTOFF. — Application de l'appareil de M. Toeppler pour amortir les oscillations de l'aiguille d'un galvanomètre, p. 336.

Le physicien allemand Tœppler a décrit, en 1873, un appareil ingénieux fonctionnant par la résistance de l'air pour amortir les oscillations d'un corps librement suspendu ([1]), mais cette invention utile n'a pas été appréciée par les constructeurs. L'auteur l'a appliqué à un galvanomètre Gaugain et à un autre système de Wiedemann. L'aiguille du premier revient au repos après sept oscillations; celle du second prend un mouvement apériodique si l'on emploie l'aimant astatisant.

J. BORGMAN. — Sur la résistance galvanique du charbon à températures différentes, p. 163. (Analyse de l'auteur.)

L'auteur a trouvé, au moyen du pont de Wheatstone, que l'élévation de la température portée au rouge jaune produit une diminution de la résistance du charbon de bois, de l'anthracite, de la plombagine, du coke et de charbons de M. Carré. Les coefficients thermiques pour 1° C. sont :

Pour le charbon de bois	0,00370	(entre 26 et 260° C.)
Pour l'anthracite du bassin du Donez	0,00265	(entre 20 et 260° C.)
Pour la plombagine d'Alibert......	0,00082	(entre 25 et 250° C.)
Pour le coke.....................	0,00026	(entre 26 et 275° C.)

La chaleur rayonnante, même faible, produit une diminution notable de la résistance d'une plaque de charbon de bois. La résistance du bois de pin, de bouleau et d'ébène diminue aussi notablement pendant l'échauffement à 100°-125° C.; cette diminution est très-marquée pour l'ébène.

J. BORGMAN. — Sur la force électromotrice thermo-électrique développée au point de contact d'un conducteur traversé par un courant et d'un autre conducteur par lequel le courant ne passe pas, p. 314. (Analyse de l'auteur.)

On connaît quelques faits qui indiquent un changement de structure dans un conducteur pendant le passage d'un courant.

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 37.

L'auteur a trouvé que, dans des conducteurs en fer, ce changegement de structure est capable de produire une force thermoélectrique. Après avoir réduit à 0° le courant d'un pont de Wheatstone, formé de fil de fer et traversé par un courant puissant, l'auteur faisait chauffer un des points de contact ; il s'ensuivait une déviation au galvanomètre du pont. Le changement de direction du courant de la batterie changeait le sens et la grandeur de déviation, preuve de l'apparition d'une force électromotrice dans le pont lui-même. Un grand nombre d'expériences ont donné des résultats concordants.

J. BORGMAN. — Influence du milieu ambiant sur les actions électrodynamiques, p. 285.

P. ZILOFF. — Influence du milieu ambiant sur l'induction électrodynamique, p. 314.

Les deux auteurs ont traité indépendamment le même sujet, en se basant sur les formules de M. Maxwell, et sont arrivés à des résultats à peu près identiques. Un milieu diélectrique ne peut pas influer sur l'induction électrodynamique, mais un milieu magnétique fait augmenter la force électromotrice de l'induction dans le rapport de 1 à $1+4\pi k$, si l'on nomme k la fonction magnétisante de ce milieu. M. Borgman démontre, en outre, que le milieu diélectrique peut influer sur la durée du courant induit. M. Ziloff discute une méthode d'opposition de deux bobines d'induction semblables pour la mesure de k, qu'il se propose de réaliser plus tard. M. Borgman applique dans le même but la méthode de compensation de Poggendorff (1).

W. LERMANTOFF.

---

(1) Les expériences de M. Borgman sont maintenant terminées ; elles donnent $n = 0{,}000035$ pour une solution de perchlorure de fer du poids spécifique $1{,}52$.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XIV. — Juillet 1878.

E. Duclaux. — *Sur les forces élastiques des vapeurs émises par les mélanges de deux liquides*, p. 305.

J.-M. Crafts. — *Sur une nouvelle forme de thermomètres à air*, p. 409.

L.-F. Nilson et Otto Petterson. — *Sur les propriétés physiques et sur la chaleur spécifique du glucinium*, p. 426.

5e série. — Tome XIV. — Août 1878.

M. Berthelot. — *Sur la mesure des basses températures et sur quelques points de fusion*, p. 441.

M. Berthelot. — *Nouvelles remarques sur les quantités de chaleur dégagées par le mélange de l'eau avec l'acide sulfurique*, p. 443.

M. Berthelot. — *Sur la chaleur de dissolution du sulfate de soude*, p. 445.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VI. — Août 1878.

W. Siemens. — *Sur les téléphones*, p. 93.

Frederick Guthrie. — *Des solutions salines et de l'eau fixée par les sels*, p. 105.

W.-J. Millar. — *Transmission de la parole et des divers sons par les fils*, p. 115.

D.-J. Blaikley. — *Des instruments à vent comme résonnateurs*, p. 119.

W.-E. Ayrton. — *Propriétés électriques de la cire et du chlorure de plomb*, p. 132.

J. Brown. — *Théorie de l'action voltaïque*, p. 142.

ÉTUDE DE L'ÉNERGIE DES RADIATIONS ÉMISES PAR LES SOURCES CALORIFIQUES ET LUMINEUSES ;

PAR M. A. CROVA.

Considérons le spectre normal d'une source de radiations n'ayant subi aucune absorption, c'est-à-dire tombant directement, dans le vide, de la source calorifique sur l'écran thermométrique, sans avoir été transmis à travers un milieu absorbant. On pourrait réaliser approximativement un spectre de ce genre en dispersant au moyen d'un réseau gravé sur métal les radiations émanant d'une fente éclairée par un corps solide incandescent, dont l'image serait obtenue au moyen d'un miroir concave en métal poli.

Prenons pour axe des abscisses l'échelle des longueurs d'onde, et menons à chaque point des ordonnées proportionnelles à l'énergie calorifique des vibrations correspondantes : nous aurons ainsi la courbe des intensités calorifiques du spectre normal en fonction des longueurs d'onde.

Si la température de la source s'élève, nous savons, d'après les travaux de M. Draper (¹) et ceux de M. Becquerel (²), que deux effets se produiront simultanément. De nouvelles radiations de période de vibration de plus en plus courte s'ajouteront au spectre primitif qui s'allongera vers le violet, et l'amplitude des vibrations de chaque radiation augmentera suivant une certaine fonction de sa longueur d'onde et de l'accroissement de température. J'appelle *courbe isothermique* d'un spectre déterminé la courbe définie par les considérations précédentes ; elle donne, en effet, pour une température constante d'émission et pour une autre température également constante de l'écran thermométrique, l'énergie de chacune des vibrations définie par sa longueur d'onde λ, et son aire est proportionnelle à l'énergie de la totalité des vibrations émises par la source et absorbées par l'écran thermométrique aux températures ci-dessus considérées.

Pour obtenir, par de simples considérations géométriques, les

---

(¹) DRAPER, *Philosophical Magazine*, t. XXX, p. 345 ; 1847.

(²) E. BECQUEREL, *La lumière*, t. I, p. 61 à 97.

courbes isothermiques correspondant à des températures constantes déterminées, il faudrait connaître la loi exacte suivant laquelle varie l'intensité calorifique d'une radiation λ en fonction de la température de la source qui l'émet, et déterminer expérimentalement les constantes numériques de la fonction qui la représente.

Admettons provisoirement que cette loi soit représentée par une exponentielle de la forme

$$I = ma^{\theta}(a^{t} - 1),$$

comme l'ont établi Dulong et Petit pour le cas particulier des radiations obscures émises par une source dont l'excès thermométrique t sur la température θ de l'écran thermométrique est inférieur à 240°, la température θ restant comprise entre les limites zéro et 60°. M. E. Becquerel a retrouvé la même loi (¹) pour les radiations rouges, vertes et bleues.

Supposons le pouvoir émissif de la source constant à toutes les températures et égal à l'unité; l'exponentielle correspondant à une radiation de longueur d'onde λ aura pour origine sur l'axe des t la température t_0 à laquelle cette radiation commence à être émise, et ses ordonnées seront représentées, en prenant pour origine cette température t_0, par la formule

$$I = a^{\theta}(a^{t} - 1),$$

dans laquelle $I = 0$ quand $t = 0$, la base a de l'exponentielle étant un nombre généralement supérieur à l'unité.

(Remarquons toutefois que cette formule n'est pas en harmonie avec les principes de la Théorie mécanique de la chaleur et ne doit pas représenter rigoureusement la loi cherchée; car on en déduirait pour la loi du rayonnement particulaire la formule

$$I = a^{T},$$

en faisant $t + \theta = T$; I ne serait nul que pour $T = -\infty$, tandis qu'il doit devenir nul pour $I = -273^{c}$, position du zéro absolu sur l'échelle centigrade.)

Les bases a des exponentielles correspondant à des températures

(¹) E. Becquerel, *La lumière*, t. I, p. 61 à 97.

initiales t_0 d'émission des radiations λ augmentent à mesure que λ diminue (1), de sorte que les courbes qui les représentent se relèvent d'autant plus vite qu'elles correspondent à des λ de plus en plus faibles, chacune de ces courbes ayant son origine au point de l'axe des t qui correspond à la température t_0 à laquelle la radiation λ commence à prendre naissance, et étant représentée par la formule

$$I_1 = a^{t+\theta} = a^{T},$$

tandis que la formule

$$I = a^{\theta}(a^{t} - 1)$$

représente la partie de l'exponentielle a^{T} mesurée à partir du nouvel axe des t, mené parallèlement au premier par le point de la courbe qui correspond à la température θ prise pour origine des t.

D'après M. Draper, les valeurs de t_0 seraient approximativement : 525° pour le rouge, 600° pour le vert, 700° pour le bleu, et 1160° pour la raie H.

D'après M. E. Becquerel, les bases a des exponentielles seraient sensiblement :

1,01160	pour le rouge.........	$\lambda = 0^{mm},000670$,
1,01371	pour le vert..........	$\lambda = 0,000526$,
1,01660	pour le bleu..........	$\lambda = 0,000460$,

tandis qu'elle est 1,0077 pour les radiations obscures étudiées par Dulong et Petit.

Ces bases varient suivant une certaine fonction de la longueur d'onde correspondante, et, si la loi de M. E. Becquerel était exacte, on aurait

$$\frac{\log a}{\log a'} = \frac{\lambda'}{\lambda}.$$

Dans ce cas, on pourrait calculer approximativement la valeur de la longueur d'onde des radiations étudiées par Dulong et Petit entre zéro et 240° ; on trouverait ainsi $\lambda = 0^{mm},000983$.

Or M. Müller (2) a trouvé, en supposant que la formule de dispersion de Redtenbacher dont il a fait usage s'applique aux

(1) Desains, *Physique*, t. II.
(2) Müller, *Pouillet's Lehrbuch der Physik*, t. II, et *Pogg. Ann.*, t. CV.

rayons calorifiques obscurs, que la longueur d'onde des rayons calorifiques situés à la limite du spectre ultra-rouge est $\lambda = 0^{mm},004800$; elle serait donc bien supérieure à celle des radiations étudiées par Dulong et Petit, et devrait commencer à prendre naissance à une température très-basse d'émission.

Cela posé, menons trois axes rectangulaires; l'axe des X sera l'axe des températures, celui des Y sera l'échelle des longueurs d'onde, et sur celui des Z nous compterons les valeurs de l'énergie calorifique de chaque radiation.

L'exponentielle, qui correspond à la radiation qui prend naissance à partir du zéro absolu, se confondra avec l'axe des X, puisque la base des exponentielles diminue en tendant vers l'unité, quand la température d'émission tend vers zéro. L'exponentielle correspondant à une température initiale d'émission déterminée sera figurée en traçant cette courbe dans un plan parallèle aux XZ, situé à une distance de l'origine mesurée sur l'axe des Y, et égale à la valeur particulière λ de la longueur d'onde qui commence à être émise à cette température, et dont l'origine est sur l'intersection de ce plan avec celui des XY, à une distance de l'axe des Y égale à la température à laquelle la radiation λ prend naissance.

L'ensemble de toutes ces exponentielles donne lieu à une surface que nous appellerons *surface thermique d'émission*.

De la discussion de cette surface on déduira la solution des questions relatives à l'émission des radiations.

1° On obtiendra la *ligne isothermique absolue* du spectre des radiations émises à une température absolue T en coupant cette surface par un plan parallèle aux YZ, passant par un point de l'axe des X mené à une distance T de l'origine. Cette courbe coupera l'axe des X, puisque cet axe est l'exponentielle de température d'émission à zéro, puis se relèvera, passera par un maximum et se terminera en un point de l'intersection de son plan avec celui des XY situé précisément à l'origine de l'exponentielle d'émission correspondant à la température T : c'est la forme habituelle des courbes d'intensités calorifiques des spectres.

2° On obtiendra la *ligne isothermique relative* de ce même spectre, correspondant à une température d'émission T, l'écran thermométrique n'étant plus au zéro absolu, mais à la température θ, en coupant cette même surface par un autre plan parallèle

aux YZ, mené à une distance θ de l'origine, ce qui donnera la ligne isothermique absolue correspondant à une température d'émission θ, et en construisant la courbe dont les ordonnées seront en chaque point égales à la différence des ordonnées des deux courbes précédentes. Cette courbe aura donc, vers les basses températures, une pente beaucoup plus rapide que les deux autres et se rapprochera davantage par son aspect des courbes des spectres calorifiques; elle se confondrait avec la courbe calorifique du spectre prismatique, si celui-ci n'exerçait aucune absorption élective et si l'on tenait compte de sa dispersion spéciale. L'intensité totale des radiations émises par la source à la température T sera égale à l'aire de la courbe isothermique correspondant à cette température; l'intensité des radiations reçues de la source T, sur l'écran thermométrique de température θ, sera égale à la différence des aires des courbes isothermiques T et θ ou à l'aire de la courbe isothermique relative à ces deux températures.

3° On pourra déduire du tracé de ces courbes la mesure de la température d'une source inaccessible, *par une méthode purement spectrométrique*. En effet, cette température peut être définie :

En premier lieu, par la limite de la courbe isothermique du spectre de la source considérée; en effet, il suffirait de connaître la température à laquelle commencent à apparaître les radiations qui limitent le spectre vers le violet. Mais cette conception théorique n'a pas de valeur pratique; car la radiation extrême λ ne commencera à être perceptible par nos organes que lorsqu'elle aura acquis une intensité suffisante pour produire sur eux un effet physiologique variable avec la délicatesse de chaque organe, ou ne pourra affecter les appareils thermoscopiques que lorsque son intensité sera devenue suffisante pour produire un effet appréciable: dans les deux cas, on aura dépassé la température à laquelle cette radiation λ commence à prendre naissance.

En second lieu, en mesurant la longueur d'onde qui correspond au maximum calorifique du spectre considéré. Ce maximum, en effet, sera d'autant plus rapproché du violet que la température de la source sera plus élevée.

Enfin, en prenant le rapport des intensités I et I′ d'une même radiation λ, dans le spectre de la source à température inconnue x

et dans celui d'une source de température connue t, et en le divisant par le rapport des intensités I_1 et I'_1 d'une autre radiation déterminée λ' dans les deux mêmes spectres.

Supposons, en effet, que la loi de l'émission soit représentée par une formule exponentielle de la forme de celle de Dulong et Petit, ou de M. E. Becquerel, nous aurons

$$I = c\,(a^{x-t_0} - 1), \quad I_1 = c\,(a'^{x-t'_0} - 1),$$
$$I' = c'\,(a^{t-t_0} - 1), \quad I'_1 = c'\,(a'^{t-t'_0} - 1),$$

en désignant par t_0 et t'_0 les températures auxquelles commencent à prendre naissance les radiations λ et λ'; nous en déduirons

$$\frac{I}{I'} = \frac{c}{c'}\,\frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1} \quad \text{et} \quad \frac{I_1}{I'_1} = \frac{c}{c'}\,\frac{a'^{x-t'_0} - 1}{a'^{t-t'_0} - 1}.$$

Divisant ces deux rapports l'un par l'autre, il vient

$$\frac{I}{I'}\,\frac{I'_1}{I_1} = \frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1}\,\frac{a'^{t-t'_0} - 1}{a'^{x-t'_0} - 1},$$

formule à l'aide de laquelle nous calculerons x au moyen des rapports mesurés $\frac{I}{I'}$ et $\frac{I_1}{I'_1}$, et des valeurs supposées connues de a, a', t_0 et t'_0. Or, comme MM. Jamin et Masson ont démontré que, pour une même radiation λ, il y a proportionnalité rigoureuse entre les intensités calorifiques et lumineuses, la mesure d'une température pourra se faire à distance, *par voie spectrométrique*, en mesurant les rapports $\frac{I}{I'}$ et $\frac{I_1}{I'_1}$ des intensités lumineuses de deux radiations déterminées, rouge et bleue par exemple, dans le spectre de la source à température inconnue, et dans celui d'une source dont la température est exactement connue; ces mesures se feront facilement au moyen d'un spectrophotomètre dont les milieux réfringents n'exercent aucune absorption appréciable sur les deux radiations prises comme terme de comparaison.

Tout ce que nous venons de dire suppose que la loi de l'émission est représentée par une fonction exponentielle. S'il en était autrement, notre raisonnement ne serait en rien modifié : la forme seule des calculs serait changée. On peut même, sans connaître la loi de

l'émission, déterminer empiriquement la relation entre les températures cherchées et les rapports ci-dessus indiqués, mesurés au moyen d'un spectrophotomètre (¹).

Enfin nous avons admis implicitement que les radiations provenant des deux sources que nous avons comparées n'avaient subi aucune absorption élective; dans le cas contraire, le problème serait plus compliqué, et il serait nécessaire de connaître les coefficients numériques qui caractérisent l'absorption des diverses radiations par les divers milieux absorbants.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES

(Fin) (²);

Par MM. MASCART et ANGOT.

III.

16. *Machines mixtes.* — Il ne nous reste plus à étudier par expérience que les machines *mixtes*, composées d'aimants et d'électro-aimants. Dans ces machines, l'intensité du courant est proportionnelle à la vitesse, si l'on admet que le magnétisme des aimants permanents reste invariable, que celui des électro-aimants ne dépend que de l'intensité du courant, et que les réactions n'ont pas d'influence.

La force électromotrice est représentée par la formule

$$E = n(A + A_1 M),$$

dans laquelle n désigne le nombre de tours par seconde, A et A_1 deux constantes, et M un coefficient qui est constant pour des courants faibles et devient à la limite, pour des courants très-forts,

---

(¹) *Voir*, à ce sujet, la Note dans laquelle sont résumées les mesures que j'ai entreprises à ce sujet (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 322. Paris, 19 août 1878).

(²) *Journal de Physique*, t. VII, p. 79.

en raison inverse de l'intensité. L'intensité i du courant dans la machine employée comme électromoteur et le rendement mécanique r du même appareil satisfont toujours aux relations

$$iR = E, \quad rE_0 = E,$$

où R désigne la résistance totale du circuit et E_0 la force électromotrice de la pile ; il en résulte que les expressions

$$\frac{iR}{n} = \frac{rE_0}{n} = A + A_1 M$$

doivent être égales et constantes pour des courants faibles, mais diminuent quand l'intensité dépasse une certaine limite, puisque le facteur M va alors en diminuant.

La plupart des machines usuelles rentrent dans cette classe. Telles sont les machines de Pixii, de Clarke, de Nollet (Cie *l'Alliance*), celles de Gramme à aimants fixes, etc. Nous avons employé pour les étudier des procédés de mesure différents.

17. L'une des méthodes consiste à opposer directement à la machine une pile d'un certain nombre d'éléments et à déterminer chaque fois la vitesse nécessaire pour annuler le courant. Dans ce cas, la force électromotrice de la machine doit être exactement proportionnelle à la vitesse. Voici, en effet, quelques expériences qui vérifient cette propriété d'une manière très-exacte :

Machine Gramme, n° 46016.

Nombre de tours de l'anneau par seconde. n.	Nombre d'éléments Daniell en opposition. p.	Rapport $\frac{p}{n}$.
10,2	3	0,294
14,0	4	0,286
17,8	5	0,281
22,2	6	0,270
25,5	7	0,275
29,5	8	0,272
	Moy....	$0,270^{D} = 0^{volt},258$.

Petite machine Alliance à courants redressés.

Nombre de tours de l'anneau par seconde. n.	Nombre d'éléments Daniell en opposition. p.	Rapport $\frac{p}{n}$.
6,79	9	1,33
6,08	8	1,32
5,29	7	1,32
4,58	6	1,31
3,93	5	1,27
3,15	4	1,27
	Moy....	$1,31^{D} = 1^{volt},25$.

Machine Gramme, n° 47332.

30,0	9	0,300
22,8	7	0,307
16,5	5	0,303
13,1	4	0,306
9,8	3	0,306
6,4	2	0,312
	Moy....	$0,306^{D} = 0^{volt},292$.

Une partie des différences que renferment ces tableaux est due à l'inégalité des éléments de la pile et aux erreurs commises dans la mesure de la vitesse. On peut donc employer des machines de ce genre pour déterminer d'une manière très-exacte la force électromotrice d'une pile par opposition.

18. Une seconde méthode est basée sur l'emploi d'une sorte de potentiomètre. On introduit en dérivation, sur le circuit de la machine, une pile d'un certain nombre d'éléments Daniell, et l'on modifie la résistance du pont de façon que, pour chaque expérience, l'intensité du courant soit nulle dans le circuit de la pile.

Soient, en effet, R la résistance du circuit AMB (*fig.* 1) qui comprend la machine, λ la résistance du pont AB, e la force électromotrice d'une pile auxiliaire placée sur un nouveau fil aboutissant en A et B, et contenant un galvanomètre G, E la force électromotrice de la machine. Lorsque le courant est nul en G et a une

intensité égale à I dans le circuit principal, on a les relations

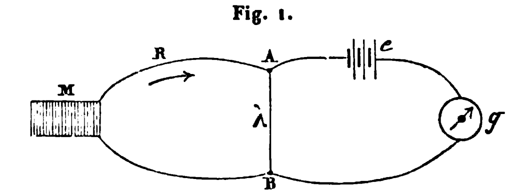
$$E = (R + \lambda) I, \quad e = \lambda I,$$

d'où l'on déduit

$$E = \left(1 + \frac{R}{\lambda}\right) e.$$

Si la pile est formée de p éléments Daniell, on pourra remplacer

Fig. 1.



e par pD. Enfin, si la force électromotrice de la machine est proportionnelle à la vitesse, on peut écrire

$$E = n E_1,$$

n étant le nombre de tours de la bobine par seconde.

L'équation précédente devient alors

$$n E_1 = \left(1 + \frac{R}{\lambda}\right) pD, \quad E_1 = \left(1 + \frac{R}{\lambda}\right) \frac{pD}{n}.$$

Le second membre doit donc rester constant quand on fait varier toutes les quantités qui le composent.

19. Voici, par exemple, quelques résultats obtenus avec une première machine Gramme (n° 47907) dont la bobine avait une résistance de $0^{ohm},895$:

λ en ohms.	n (¹).	p.	Moyenne de $\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{1}{n}$.	$\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{pD}{n}$ en volts.
1,42 à 78,5	19,05	6	0,0832	0,477
2,37 à 80,5	15,32 à 21,86	6	0,0810	0,464
7,46 à 87,7	20,20 à 22,22	2	0,2450	0,468
37,3 à 87,7	22,22	1	0,4850	0,463
				0,468

(¹) Dans les expériences on déterminait, au lieu de n, la durée t de 20 tours de ma-

On voit par les valeurs de λ que la résistance a varié de $1^{\text{ohm}},42$ à $87^{\text{ohms}},7$, c'est-à-dire de 1 à 62.

La valeur de E_1, qui correspond à la force électromotrice relative à 1 tour de la bobine par seconde, est constante et égale à 0,490 Daniell ou 0,468 volt.

Avec une autre bobine de résistance plus grande 1,53 et les mêmes aimants, on a obtenu :

λ.	n.	p.	Moyenne de $\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{1}{n}$.	$\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{pD}{n}$ en volts.
1,60 à 81,8	7,85 à 7,49	3	0,273	0,782
16,80 à 87,6	8,14 à 7,67	1	0,835	0,797
5,26 à 79,0	10,80 à 10,30	6	0,129	0,739
9,19 à 87,3	10,80 à 10,30	2	0,431	0,823
			Moy....	0,785
0,943 à 79,7	25,60 à 18,00	6	0,136	0,779
20,66 à 77,6	25,60	2	0,415	0,793
1,47 à 72,1	30,30	9	0,0931	0,800
			Moy....	0,791

Dans les différentes expériences de ce dernier tableau, la vitesse a varié de 1 à 4, et la résistance de 1 à 84.

Il est donc vérifié que, dans ces limites, la force électromotrice est proportionnelle à la vitesse de rotation et indépendante de la résistance du circuit.

Avec le dernier anneau, la force électromotrice serait de $0^{\text{volt}},788$ pour 1 tour par seconde. On peut remarquer que le rapport des résistances des deux anneaux est

$$\frac{1,530}{0,895} = 1,71,$$

et que le rapport des forces électromotrices pour une même vitesse

---

nivelle, c'est-à-dire de $133^{\text{tours}},33$ de la bobine; cette dernière faisait, en effet, $6^{\text{tours}},66$ par tour de manivelle; on a donc

$$n = \frac{133,33}{t} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{n} = \frac{t}{133,33}.$$

est sensiblement le même,

$$\frac{0,788}{0,466} = 1,69;$$

mais cette relation est purement accidentelle.

20. D'autres machines ont donné des résultats exactement de même nature :

Machine Gramme n° 47332

(Résistance de l'anneau = 0,68).

λ.	n.	p.	$\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{1}{n}$.	$\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)\frac{pD}{n}$.
0,89 à 87,7	11,7 à 10,6	2	0,156	0,298
1,32 à 24,9	5,67 à 5,22	1	0,295	0,282
6,45	11,0	1	0,316	0,302
8,77 à 87,7	10,9	3	0,100	0,287
1,22 à 26,7	15,8 à 15,4	3	0,101	0,289
0,66 à 13,9	21,8	3	0,0953	0,273
0,27 à 8,69	28,5	3	0,111	0,318
28,90 à 78,58	10,9	3	0,0977	0,280
2,02 à 59,2	22,2	3	0,093	0,266
			Moy....	0,288

La machine vaut en moyenne $0^{volt},288$ pour 1 tour d'anneau par seconde.

Machine Gramme n° 46016

(Résistance de l'anneau = 1,55).

λ.	n.	p.	$\frac{1}{n}\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)$.	$\frac{pD}{n}\left(1+\frac{R}{\lambda}\right)$.
4,39 à 36,6	5,41 à 5,12	1	0,265	0,253
3,64 à 54,1	10,8 à 10,5	2	0,143	0,272
39,5	10,5	3	0,0991	0,284
4,08 à 66,1	16,5	3	0,0882	0,253
2,35 à 31,8	21,8 à 21,0	3	0,0847	0,243
2,46 à 67,3	33,0 à 32,1	3	0,0870	0,266
			Moy....	0,259

La machine vaut donc $0^{volt},259$ pour 1 tour d'anneau par seconde.

21. La méthode du potentiomètre présente, dans le cas actuel, quelques inconvénients, parce qu'il faut changer d'une manière continue la résistance λ du pont, pour ramener au zéro l'aiguille du galvanomètre, et que les variations inévitables dans la vitesse de la machine permettent difficilement d'annuler le courant.

Dans d'autres expériences plus complètes, on a mesuré directement l'intensité du courant par un galvanomètre installé sur une dérivation du circuit principal. Le shunt sur lequel était installé le galvanomètre avait une résistance variable, et l'on pouvait introduire des résistances sur le fil du galvanomètre lui-même, de sorte qu'avec le même instrument on mesurait des intensités de tout ordre de grandeur.

22. Voici les résultats obtenus avec une machine Gramme à aimants verticaux, dont la bobine avait une résistance de $0^{ohm},636$.

On a calculé chaque fois la force électromotrice E_1, et ces nombres ont été groupés en trois colonnes qui donnent la comparaison des moyennes avec les valeurs correspondantes de la vitesse, de la résistance et de l'intensité.

Force électromotrice calculée E_1 *pour* 1 *tour de l'anneau par seconde.*

VITESSE.		RÉSISTANCE.		INTENSITÉ.	
Tours de l'anneau par seconde.	E_1 en volts.	Valeur du circuit en ohms.	E_1 en volts.	Courant en webers.	E_1 en volts.
3,1	0,79	15	0,78	0,00025	0,74
3,6	0,82	44	0,82	0,00181	0,74
6,7	0,77	100	0,79	0,0230	0,77
9,1	0,77	200	0,77	0,056	0,81
15,4	0,75	1000	0,78	0,262	0,78
28,6	0,75	5000	0,74	0,742	0,78
43,5	0,74	10000	0,74		
50,0	0,75	20000	0,74		

On voit que la vitesse a varié de 1 à 16, la résistance de 1 à 130,

et l'intensité de 1 à 3000. La quantité E_1, qui devrait être constante, augmente d'environ $\frac{1}{15}$ quand la vitesse ou la résistance diminue. Elle augmente un peu avec l'intensité, et la variation semble même de sens contraire à celle qu'on pouvait prévoir. Mais, par suite des causes d'erreur nombreuses que comporte ce genre de mesures, surtout en raison des variations inévitables de vitesse dans le cours d'une même expérience, on peut considérer la formule simple comme sensiblement applicable.

23. Les mêmes expériences ont été répétées en montant successivement sur le même axe deux autres bobines très-différentes. L'une, formée de fil très-gros, n'avait pour résistance que $0^{ohm},05$; l'autre, au contraire, d'un fil très-fin, avait une résistance de $5^{ohms},32$.

Les résultats généraux ont été les mêmes. La valeur de E_1 n'est pas restée absolument constante : elle a varié de 0,22 à 0,24 pour la bobine à gros fil, et de 1,58 à 1,68 pour la bobine à fil fin. Les variations sont du même ordre de grandeur que dans le cas précédent et doivent tenir en grande partie aux erreurs inévitables dans la mesure de la vitesse.

En résumé, les expériences relatives à ces trois bobines nous montrent que la force électromotrice est sensiblement proportionnelle à la vitesse, tant que celle-ci ne dépasse pas 50 tours de l'anneau par seconde et que l'intensité du courant n'atteint pas 0,8 weber.

La force électromotrice développée quand l'anneau fait une révolution par seconde est :

volt 0,23	pour la bobine de résistance égale à......	ohm 0,05
0,77	»	0,636
1,63	»	5,32

24. Quand la machine fonctionne comme moteur sous l'action d'une pile dont la force électromotrice est E_0, et qui donnerait dans le circuit un courant d'intensité I_0, si la machine était en repos, l'intensité réelle I est plus faible, et la force électromotrice inverse d'induction peut s'écrire, comme plus haut,

$$E = NE_1.$$

D'autre part, le rendement ayant pour expression

$$r = 1 - \frac{I}{I_0} = \frac{E}{E_0} = \frac{NE_1}{E_0},$$

on en déduit

$$E_1 = \frac{E_0}{N}\left(1 - \frac{I}{I_0}\right).$$

Si la pile introduite dans le circuit est composée de p éléments ayant chacun une force électromotrice égale à D, on a finalement

$$E_1 = \frac{pD}{N}\left(1 - \frac{I}{I_0}\right).$$

Pour déterminer l'intensité initiale I_0, il ne faudrait pas se contenter d'arrêter la bobine; il y aurait alors une incertitude du même genre que celle qui a été signalée déjà à propos des machines Froment ([1]). Il vaut mieux faire tourner très-lentement la bobine dans un sens, puis dans l'autre, et prendre la moyenne des nombres obtenus à chaque opération.

Les expériences suivantes ont été faites en introduisant dans le circuit de la machine une pile composée de 4 éléments Daniell, et en faisant tourner à la main la manivelle à raison de 1 tour en t secondes. L'arbre faisant 10 tours pour 1 seul de la manivelle, on avait donc $Nt = 10$; la formule à vérifier devient

$$E_1 = \frac{4 . Dt}{10}\left(1 - \frac{I}{I_0}\right).$$

25. Les résultats généraux sont représentés dans les tableaux suivants :

1° *Bobine à gros fil* (*résistance* $= 0^{ohm},05$)

(Intensité initiale $I_0 = 69$).

t.	I.	$\left(1 - \frac{I}{I_0}\right)$.	$\left(1 - \frac{I}{I_0}\right)\frac{4t}{10}$.	E_1 en volts.
8^s...	64	0,07	0,224	0,214
4 ...	59	0,15	0,240	0,229
2 ...	49	0,29	0,232	0,222
1 ...	30	0,57	0,228	0,218
0,5..	— 10	1,14	0,228	0,218
		Moyenne.....	0,230	0,220

([1]) *Journal de Physique*, t. VII, p. 84 et 87.

2° *Bobine à fil moyen* (*résistance* = $0^{ohm},636$)

(Intensité initiale $I_0 = 53,5$).

t.	I.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)$.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)\frac{4t}{10}$.	E_1 en volts.
8ˢ.....	40,5	0,24	0,768	0,733
4.....	27	0,50	0,800	0,764
2.....	0	1	0,800	0,764
1.....	−55	2,03	0,812	0,775
		Moyenne...	0,795	0,759

3° *Bobine à fil fin* (*résistance* = $5^{ohm},32$.)

(Intensité initiale $I_0 = 59$).

8ˢ.....	28	0,53	1,70	1,62
4.....	−2	1,03	1,65	1,58
2.....	−62	2,05	1,64	1,57
		Moyenne...	1,66	1,59

L'accord entre les valeurs de E_1 trouvées par ce procédé avec celles qu'on a obtenues plus haut, en employant la machine comme électromoteur, est aussi parfait qu'on peut le désirer.

26. Dans une autre série, avec la bobine à gros fil (résistance 0,05), on a fait varier le nombre des éléments de la pile.

1° 15 *éléments Daniell.*

(Intensité initiale $I_0 = 118$).

t.	I.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)$.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)\frac{tp}{10}$.	E_1 en volts.
4	113,8	0,036	0,216	0,206
2	109,5	0,072	0,216	0,206
1	98	0,169	0,253	0,242
0,5.......	78	0,339	0,253	0,242
		Moyenne...	0,234	0,223

2° 10 *éléments Daniell*

(Intensité initiale $I_0 = 98$).

t.	I.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)$.	$\left(1-\frac{I}{I_0}\right)\frac{tp}{10}$.	E_1 en volts.
4^s	92	0,061	0,244	0,233
2	85,5	0,128	0,256	0,244
1	74,2	0,242	0,242	0,231
0,5	50	0,489	0,244	0,233
		Moyenne...	0,246	0,235

3° 5 *éléments Daniell*

(Intensité initiale $I_0 = 89$).

4^s	80,8	0,092	0,184	0,176
2	69,5	0,220	0,220	0,210
1	49,6	0,443	0,221	0,211
0,5	14	0,842	0,210	0,200
		Moyenne...	0,209	0,200

La moyenne de ces trois séries donne encore 0,22, nombre identique à celui qui a été trouvé précédemment. Les écarts d'une série à l'autre tiennent, soit aux erreurs inévitables dans les expériences, soit plutôt à un défaut d'identité dans les éléments de la pile employée, éléments que, pour plus de simplicité, on avait tous supposés égaux.

La vérification de la formule élémentaire est donc assez complète pour qu'on puisse l'appliquer, sans erreur sensible, à tous les cas que l'on rencontre dans la pratique.

27. Quelques expériences ont été faites aussi pour vérifier la proportionnalité qui doit exister entre la force électromotrice d'induction et l'intensité du champ magnétique dans lequel se meut l'électro-aimant. On s'est servi pour cela de deux machines Gramme de modèles différents. L'une d'elles avait deux groupes distincts d'aimants en fer à cheval, et l'on a opéré successivement avec l'un des groupes ou les deux à la fois. Dans la seconde ma-

chine, l'aimant était formé de vingt-trois lames d'acier (système de M. Jamin), dont on enlevait un certain nombre.

L'intensité du champ était déterminée par la méthode de Weber ([1]). L'anneau étant enlevé, on plaçait dans le champ une petite bobine reliée à un galvanomètre et dont l'axe était sensiblement parallèle à la direction des lignes de force. Quand on fait tourner brusquement cette bobine de 180 degrés autour d'une droite perpendiculaire à son axe, il s'y développe une force électromotrice, et l'angle d'impulsion qu'éprouve l'aiguille du galvanomètre est proportionnelle à l'intensité du champ, si l'on a soin que la déviation ne soit pas trop grande. Ce champ magnétique n'est pas uniforme, mais on obtenait des résultats comparables en plaçant chaque fois la bobine d'épreuve au milieu. La force électromotrice de la machine, correspondant à un tour d'anneau par seconde, était déterminée chaque fois en la faisant fonctionner comme électromoteur.

28. Voici les résultats obtenus avec la machine à aimant lamellaire :

Intensité du champ.

	23 lames. C.	15 lames. C'.	8 lames. C''.
	38,5	23,6	11,5
	38,0	22,8	11,3
	38,4	22,8	11,2
	38,2	22,8	11,2
Moy. .	38,2	23,0	11,3

Force électromotrice.

	23 lames.		15 lames.		8 lames.	
	Nombre de tours par 1s.	E_1.	Nombre de tours.	E'_1.	Nombre de tours.	E''_1.
	6,1	0,269	6,1	0,167	6,2	0,075
	6,5	0,256	3,3	0,163	5,9	0,0757
	3,3	0,254	...	....	2,9	0,0795
Moy...		0,260		0,165		0,0767

([1]) Voir *Œuvres* de VERDET, t. I, p. 128.

En comparant ces nombres deux à deux, on obtient

$$\frac{C}{E_1} = 147, \quad \frac{C'}{E'_1} = 139, \quad \frac{C''}{E''_1} = 147.$$

Avec la machine à deux groupes d'aimants, l'intensité du champ a été de 76 pour l'aimant complet et de 70 pour un seul groupe, l'armature en fer doux restant la même. Or, la machine, tournant à la vitesse de 1 tour par seconde, a donné dans un galvanomètre des déviations qui étaient dans le rapport de 130 à 120.

Le rapport des intensités du champ est $\frac{76}{70} = 1{,}085$, et celui des forces électromotrices $\frac{130}{120} = 1{,}083$, nombres identiques.

La force électromotrice de la machine Gramme est donc proportionnelle, toutes choses égales d'ailleurs, à l'intensité magnétique du champ dans lequel a lieu le mouvement de l'anneau.

29. Quand on tient compte des réactions qui s'exercent entre les aimants fixes et les électro-aimants, on trouve que l'intensité du courant fourni par les machines mixtes n'obéit plus à des lois aussi simples, et peut être représentée par l'expression (¹)

$$i = \frac{n(A + A_1 M)}{R + n A_2 M^2} = \frac{A + A_1 M}{\frac{R}{n} + A_2 M^2},$$

dans laquelle A_2 est une nouvelle constante.

L'intensité du courant croît moins que la vitesse de rotation, et cette circonstance peut se manifester plus ou moins rapidement, suivant le mode de construction.

Ainsi, pour une machine Clarke de laboratoire, dont la bobine avait une résistance de $0^{ohm},194$, et le circuit extérieur une résistance de $43^{ohms},5$, le rapport de l'intensité du courant à la vitesse a varié de 1 à 1,20 lorsque le nombre de tours de la bobine passait de 5 à 25 par seconde.

Avec une machine de M. Niaudet, composée d'une série d'électro-aimants disposés sur une circonférence, comme les différents

(¹) *Journal de Physique*, t. VII, p. 83.

éléments de l'anneau Gramme, on laissa, au contraire, la vitesse constante, et l'on fit varier la résistance totale de 17 à 210. Le produit de l'intensité par la résistance, au lieu d'être constant, a augmenté de près de moitié (de 1 à 1,44), c'est-à-dire dans le sens indiqué par l'influence des réactions.

30. Si l'on veut se borner, dans la formule précédente, à une première approximation, en considérant le facteur M comme une constante, on voit que l'on peut représenter les phénomènes à la manière ordinaire, en ajoutant au circuit total une résistance fictive proportionnelle à la vitesse. M. Jamin [1] a trouvé, en effet, par expérience, sur une machine de l'*Alliance* à lumière électrique et à courants alternatifs, que l'intensité du courant peut être calculée par la formule d'Ohm, en considérant la force électromotrice comme proportionnelle à la vitesse, mais à la condition de remplacer la résistance réelle des plateaux de bobines par une résistance fictive, environ 8 fois plus grande. Si la machine avait marché à vitesse variable, M. Jamin eût reconnu, sans doute, que le terme à ajouter aux résistances est lui-même proportionnel à la vitesse.

31. Enfin nous n'avons pas tenu compte non plus du retard à l'aimantation, qui doit compliquer beaucoup les résultats, surtout si l'on ne modifie pas les points de contact du commutateur à mesure que la vitesse de rotation varie. L'expérience suivante en est un exemple.

La machine Clarke, déjà indiquée plus haut, a été munie de sa bobine à fil fin, dont la résistance est de 87 ohms. Le circuit était fermé par un fil très-conducteur, et l'on observait l'intensité du courant à l'aide d'un galvanomètre placé en dérivation sur une partie du circuit. La machine marchant lentement à la main, l'aiguille dévia d'un certain côté : le courant avait le sens prévu, que nous considérerons comme positif. En augmentant la vitesse d'une manière progressive, on vit le courant aller d'abord en croissant, passer par un maximum, puis diminuer rapidement, changer de signe, passer de nouveau par un maximum du côté négatif, revenir

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XVII, p. 293.

au zéro, puis dévier encore du côté positif. A ce moment, la vitesse étant excessive, il fut impossible de pousser l'expérience plus loin; mais, en abandonnant la machine à elle-même, l'aiguille du galvanomètre indiqua les mêmes variations lorsque la bobine, en se ralentissant, repassait par les mêmes vitesses.

Il paraît difficile d'expliquer le détail d'un phénomène aussi complexe; il y a longtemps déjà que Verdet ([1]) avait obtenu des effets de même nature avec la machine de Page.

CONTRIBUTION A LA THÉORIE DES VOYELLES;

PAR M. BOURSEUL,
Inspecteur des lignes télégraphiques.

Les voyelles sont des sons produits par le larynx et analysés par la cavité buccale, c'est-à-dire par un résonnateur que nous avons la faculté d'accorder à des hauteurs différentes. La hauteur du résonnateur correspondant à chaque voyelle peut être facilement mise en évidence. Émettez une voyelle quelconque, puis, laissant les organes dans la même position, suspendez le souffle, et frappez légèrement les dents avec l'ongle. Un son est alors produit : c'est ce que l'on appelle le *son propre de la bouche.* Ce son, qui caractérise la voyelle correspondante, peut être représenté par un nombre. Chaque voyelle a donc son *équivalent numérique.* Ces principes, mis en lumière par les travaux de Helmholtz, de Tyndall, de Rosapelly, peuvent être considérés aujourd'hui comme acquis à la science ([2]). Le but que se propose l'auteur de la présente Note est d'en faire une application aux faits qui se produisent dans la langue parlée.

Les sons voyelles usités dans les divers idiomes se distinguent entre eux par des nuances délicates et rapprochées. Il y a en réalité autant de voyelles distinctes qu'il y a de hauteurs du son

---

([1]) Voir *Œuvres* de VERDET, t. I, p. 53.

([2]) *Voir* à ce sujet HELMHOLTZ, *Traité de la musique fondée sur l'étude des sensations auditives*, p. 135 de la traduction française par M. Guéroult.

propre de la bouche : au point de vue de l'acoustique, les voyelles sont donc en nombre infini ; mais si, au lieu de considérer l'ensemble des sons possibles, on s'occupe d'un dialecte donné, d'un homme ayant un accent déterminé, ces sons se trouvent réduits à un nombre assez restreint.

Si, par exemple, j'étudie avec tout le soin possible mon propre langage, quand je parle français, et si je détermine exactement les voyelles dont je fais habituellement usage, je trouve d'abord les dix suivantes :

A (par)	Â (pâle)	O (poste)	Ô (Pau)	OU (tout)
É (thé)	Ê (tête)	EU (peur)	EU (peu)	U (rue)

Les voyelles ainsi distribuées, si je cherche les sons propres de la bouche qui leur correspondent, et faisant abstraction de la hauteur absolue (1), qui ne joue ici aucun rôle, je trouve, pour la première ligne,

mi, do, sol, mi, do ;

pour la seconde,

fa, si, ré, fa, si,

(1) La détermination de la hauteur relative donnée par l'auteur est très-facile à obtenir avec exactitude ; mais la détermination de la hauteur absolue est très-difficile. M. Donders et M. Helmholtz l'ont essayée chacun de leur côté. Les résultats sont donnés dans la traduction française de l'Ouvrage cité ci-dessus. Mais M. Kœnig nous a fait remarquer une erreur de traduction. Nous profitons de l'occasion pour la rectifier et pour donner deux déterminations récentes de M. Kœnig. Voici les nombres tels qu'ils sont donnés par l'auteur dans l'Ouvrage original ; ils se rapportent aux voyelles allemandes :

Voyelles.	HAUTEUR d'après Donders.	d'après Helmholtz.	d'après Kœnig.
U..............	f' fa_3	f fa_2	b $si^{\flat}_2$
O..............	d' $ré_3$	b' $si^{\flat}_3$	.
A..............	b' $si^{\flat}_3$	b'' $si^{\flat}_4$	.
Ö..............	$g^{?}$ sol_3	cis''' $ut^{\sharp}_5$	.
Ü..............	a'' la_4	g''' as''' sol_5 $la^{\flat}_5$	.
E..............	cis''' $ut^{\sharp}_5$	b''' $si^{\flat}_5$	.
I..............	f''' fa_5	d''' $ré_4$	b''' $si^{?}_4$

(*La Rédaction.*)

c'est-à-dire, pour la première ligne, les notes de l'accord parfait en *do* majeur, pour la seconde un accord parfait dans un autre ton, celui de *ré*.

En disant successivement A (par), É (thé), et I, je trouve (*mi*), (*si*), (*ré*), de sorte que I appartient, par l'accord dont il fait partie, à la seconde classe des voyelles. Les voyelles ainsi distribuées *acoustiquement* en deux classes, il reste à examiner ce qui se passe dans les langues.

M. Rœhrig a écrit à Hitchin, petite ville d'Angleterre, dans le Hertfordshire, un ouvrage qui a remporté le prix de linguistique fondé par Volney, et qui a été couronné dans la séance publique de l'Institut du 25 octobre 1848. L'auteur y expose d'une manière complète et suivie les grandes lois grammaticales des langues tartares et finnoises, et, chaque fois que le sujet le comporte, il recherche, dans les idiomes des peuplades sauvages, des preuves à l'appui des faits qu'il avance et des théories qui s'en déduisent. Après avoir établi la différence tranchée, ou pour mieux dire l'antagonisme de certaines consonnes et de certaines voyelles, ce philologue les partage en deux classes distinctes, l'une comprenant les voyelles *a*, *o*, *ou*, l'autre les voyelles *é*, *eu*, *u*. Nous retrouvons donc ici nos deux classes de voyelles telles qu'elles ont été établies plus haut.

Les voyelles qui entrent dans la composition d'un mot appartenant à un idiome tartaro-finnois font invariablement partie de la même classe, et jamais on ne peut rencontrer dans un même mot des voyelles de la première ni de la seconde catégorie. Sur ce principe repose tout le système grammatical de la langue turque par exemple ; là se trouve l'explication de ce que l'on appelle la *conjugaison forte* et la *conjugaison faible*, la *déclinaison forte* et la *déclinaison faible*.

Les langues dérivées subissent des altérations successives qui font peu à peu disparaître les traces de ce principe primitif, mais il ne s'y fait pas moins sentir d'une façon générale sous diverses formes.

Remarquons dans l'écriture de l'allemand, par exemple, l'affinité des voyelles réparties dans les deux classes indiquées. De

a, *o*, *u* (prononcez OU)

vous passez à

ä, *ö*, *ü*,
(*é*) (*eu*) (*u*)

en mettant le double accent, ce qui s'appelle *adoucir* la voyelle; ce double accent est simplement le signe de la seconde classe de voyelles, de même qu'en turc le *medda* est l'indice d'un *élif* de première classe.

Dans le verbe latin *capio*, l'*i* entre deux voyelles est, comme on le sait, une consonne; les voyelles sont *a* et *o* et appartiennent à la première classe. Le principe d'harmonisation ne peut certainement se retrouver d'une façon générale dans la langue latine; ce n'est pas sans raison néanmoins que, le verbe passant du présent au parfait, l'*i* s'impose, le mot change de classe, et *capio* devient *cepi*. On retrouve facilement l'influence du même principe dans la plupart des conjugaisons dites *irrégulières*.

Il m'a paru intéressant de signaler cette distribution des voyelles en deux accords parfaits, distincts; cette classification vient confirmer d'une façon assez inattendue le principe très-important découvert par M. Rœhrig, et que, par instinct, l'auteur avait appelé lui-même le *Principe d'harmonisation du langage*. J'ai voulu surtout établir pratiquement que la Physique est appelée à intervenir utilement dans le domaine de la grammaire, et à prêter secours même aux linguistes.

SUR LES FORMES VIBRATOIRES DES CORPS SOLIDES ET DES LIQUIDES;

PAR M. C. DECHARME.

Pour étudier les formes vibratoires des plaques métalliques, j'ai imaginé de répandre sur elles une mince couche d'eau, pour remplacer avantageusement le sable qu'on emploie d'ordinaire en cette circonstance. Le plateau de verre circulaire soumis à l'expérience est choisi d'épaisseur uniforme. Il est percé à son centre et fixé en ce point à un pied très-lourd. Après l'avoir muni d'une mince bordure de cire à modeler et l'avoir disposé horizontalement, on verse sur lui une couche d'eau de 1 à 3^{mm} d'é-

paisseur, suivant l'effet à produire. Alors, en attaquant le plateau avec l'archet, on fait apparaître à volonté (selon la distance du point touché au point d'attaque), 4, 6, 8, 10, ... réseaux symétriques quadrillés, plus ou moins étendus à la surface du liquide, tantôt disposés sur le pourtour (réseaux périphériques), tantôt complétement détachés des bords (réseaux excentriques). Ces réseaux correspondent évidemment aux centres de vibrations du plateau, et les stries qui les composent en sont les lignes nodales élémentaires.

Je ne puis relater ici tous les résultats particuliers obtenus avec les nombreux plateaux (15) sur lesquels les expériences ont porté; d'ailleurs, ces résultats concordant très-sensiblement entre eux, il suffira de citer un exemple pour fixer les idées sur les relations générales qui existent entre les deux éléments de la question qui nous occupe, à savoir le nombre des réseaux et la hauteur ou le nombre des vibrations des sons correspondants.

Si l'on prend un plateau de $0^m,416$ de diamètre et de $0^m,003$ d'épaisseur, recouvert d'une couche d'eau de $0^m,002$, on trouve entre les nombres de réseaux et les hauteurs des sons correspondants les relations suivantes :

Réseaux périphériques.

Nombres des réseaux simultanés	4	6	8	10	12	14	16
Hauteurs des sons correspondants	$fa\sharp_1$	$sol\sharp_2$	$fa\sharp_3$	$ut\sharp_4$	$sol\sharp_4$	$ut\sharp_5$	$fa\sharp_5$
Rapports des nombres de vibrations	1	$\frac{9}{4}$	4	6	9	12	16

Réseaux excentriques.

Nombres des réseaux	4	6	8	10	12	14	16
Hauteurs des sons	$ré_4$	la_4	$ré_5$	fa_5	la_5	ut_6	$ré_6$

La hauteur du son auquel correspond le premier système de réseaux excentriques (le système à 4 réseaux) coïncide, à un demi-ton près, au-dessus, avec le son qui naît de la division du plateau en dix sections périphériques.

Le plus important de ces résultats est celui qui montre que,

quand les nombres de réseaux sont entre eux dans le rapport de 1 à 2 (comme 4 et 8 réseaux, 8 et 16, 6 et 12), les intervalles des sons correspondants sont de *deux octaves*, c'est-à-dire que les nombres de vibrations sont dans le rapport de 1 à 4, pour les réseaux périphériques.

Passons maintenant à la relation qui existe entre la largeur des stries produites sur un plateau circulaire vibrant et le nombre des vibrations des sons correspondants.

Lorsqu'on fait vibrer un plateau recouvert d'une mince couche de liquide, et qu'on lui fait rendre différents sons, on reconnaît aisément que le nombre des réseaux symétriques va en augmentant à mesure que le son s'élève et qu'en outre la largeur des stries (ou plutôt la distance de deux stries consécutives) va, au contraire, en diminuant. Quel rapport y a-t-il entre ces deux éléments?

Comme il est impossible de mesurer la largeur des stries liquides, fugitives et mobiles, le premier résultat à obtenir était de les fixer. On peut y parvenir par différents moyens, entre autres par le suivant : après avoir délayé dans l'eau une poudre insoluble (minium, vermillon, sulfate de baryte, etc.) et répandu le liquide uniformément sur le plateau, on met celui-ci en vibration. Lorsqu'on a obtenu, bien développés, les réseaux que l'on cherche et que la poudre en suspension s'est déposée suivant des stries en quadrillage régulier, on fait écouler doucement le liquide. Après dessiccation complète, on peut mesurer les largeurs des stries, soit directement sur le plateau de verre, soit en les décalquant, soit en les enlevant au moyen de papier gommé et mouillé, soit en les photographiant pour les conserver indéfiniment, ce que j'ai fait pour les systèmes de 4, 6, 8, 12 réseaux périphériques, obtenus avec le plateau précité.

Les moyennes des mesures prises sur ces réseaux fixés ont donné les résultats suivants :

Nombres des réseaux périphériques.	4	6	8	12
Largeurs moyennes des stries	2,78 mm	1,80 mm	1,34 mm	0,89 mm
Dont les rapports sont...........	3,12	2,02	1,50	1,00
Ou, très-sensiblement......	3,00	2,00	1,50	1,00

D'autre part, il a été constaté précédemment que les intervalles

musicaux correspondant à ces mêmes réseaux sont

Dans le rapport des nombres suivants....	1	$\frac{9}{4}$	4	9
Dont les racines carrées sont............	1	1,5	2	3

Du rapprochement de ces deux résultats on conclut la loi suivante, pour les réseaux périphériques : *Sur les plateaux circulaires, les largeurs des stries sont inversement proportionnelles aux racines carrées des nombres de vibrations des sons correspondants.*

A. KUNDT. — Ueber den Einfluss des Lösungsmittels auf die Absorptionsspectra gelöster absorbirenden Medien (Influence du dissolvant sur les spectres d'absorption des milieux absorbants dissous); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. IV, p. 34.

Dans un Mémoire précédent (1), l'auteur avait annoncé que, quand on dissout une même substance absorbante dans divers liquides, une même bande d'absorption, caractéristique de la substance, se montre d'autant plus reculée vers l'extrémité rouge du spectre que le dissolvant jouit d'une plus grande dispersion. Il reconnaît aujourd'hui que cette loi n'est pas d'une généralité absolue, mais il montre qu'elle s'accorde assez bien avec l'ensemble des faits observés.

Il a étudié la chlorophylle, le vert d'aniline, la cyanine, la fuchsine, la quinizarine et la matière colorante du jaune d'œuf; les dissolvants, tous incolores, étaient l'alcool, l'éther, l'acétone, les alcools méthylique et amylique, la benzine, le toluène, la ligroïne (?), le chloroforme, l'huile de cassia et le sulfure de carbone. En classant ces dissolvants dans un ordre tel que chacun d'eux dévie, vers le rouge, la bande d'absorption d'une même substance plus fortement que le précédent, on n'obtient pas absolument le même ordre, suivant la matière absorbante employée; toutefois on peut diviser ces dissolvants en quatre groupes: 1° alcool méthylique, acétone, alcool, éther; 2° chloroforme, alcool amylique et ligroïne; 3° toluène et benzine; 4° huile de cassia et sulfure de carbone.

---

(1) *Annales de Poggendorff*, Jubelband, p. 615.

L'ordre des groupes est invariable, mais dans un même groupe il peut y avoir des inversions.

Cet ordre n'est ni celui des densités D, ni celui des puissances réfractives $n^2 - 1$; mais, si l'on représente l'indice n d'après la formule de Cauchy

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2},$$

on obtient pour les valeurs de a et de b les nombres suivants :

	a.		*b.*
Alcool méthylique...	1,324	Alcool méthylique..	0,0283
Eau...............	1,325	Eau...............	0,0305
Éther...............	1,349	Alcool........... ..	0,0319
Acétone............	1,352	Acétone...........	0,0241
Alcool..	1,354	Éther..............	0,0355
Ligroïne............	1,379	Alcool amylique.....	0,0372
Alcool amylique.....	1,393	Ligroïne......... . .	0,0377
Chloroforme.........	1,436	Chloroforme........	0,0469
Benzine............	1,475	Toluène.......... .	0,0860
Toluène............	1,477	Benzine............	0,0903
Huile de cassia.......	1,523	Huile de cassia......	0,1424
Sulfure de carbone...	1,573	Sulfure de carbone..	0,1854

L'ordre dans lequel les valeurs de a et de b sont rangées s'accorde d'une manière assez satisfaisante avec la loi énoncée par l'auteur.

E. Bouty.

ELISHA GRAY. — On some phenomena attending the transmission of vibratory currents of electricity (Sur quelques phénomènes produits par la transmission des courants périodiques); *Journal of the american electrical Society*, vol. II, n° 3, p. 69.

Les courants périodiques ne peuvent produire d'effet sensible sur un électro-aimant que s'ils viennent se superposer à un courant constant : c'est ce que montrent les expériences suivantes [1].

---

[1] On peut se rendre compte de ce fait curieux d'après les recherches de M. Jamin et de M. Bouty, sur les aimantations et désaimantations successives. Un courant trop faible pour communiquer à lui seul une aimantation sensible à un barreau de fer

Pour faire parler un appareil composé d'une sirène électrique et d'un électro-aimant, on emploie les vingt-cinq premiers éléments d'une pile de cent éléments dont l'autre extrémité communique avec le sol. L'extrémité du fil de l'électro-aimant est également à la terre et l'appareil fonctionne. Si l'on vient à supprimer les soixante-quinze éléments qui paraissent ne jouer aucun rôle, on n'entend plus rien. C'est qu'alors l'électro-aimant n'est plus traversé par le courant constant de ces soixante-quinze éléments, et les courants périodiques n'ont plus d'action. De même, si l'on remplace les aimants permanents des téléphones par des électro-aimants, on peut rendre actif l'électro-aimant de la station de départ sans aimanter le fer doux au poste d'arrivée. Dans ces conditions, on n'entend rien, bien que les courants induits circulent autour du noyau du second téléphone. La perception des sons devient au contraire très-nette si l'on aimante le barreau au poste d'arrivée.

Les électro-aimants semblent donc arrêter les courants périodiques ou, tout au moins, diminuer leur intensité ; dès lors, l'adjonction d'une sonnerie sur le fil d'un téléphone nuit à la marche de l'instrument. On peut cependant corriger cet effet en plaçant un condensateur sur le fil qui se rend à la sonnerie.

H. Hurion.

H.-F. MORLEY. — On Grove's gas-battery (Sur la pile à gaz de Grove); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. V, p. 272; 1878.

Grove place le siége de l'action chimique sur la ligne de contact du platine, du liquide et du gaz. Cette assertion semble en contradiction avec ce fait que l'on obtient un courant continu avec de l'eau tenant en dissolution de l'hydrogène dans un tube et de l'oxygène dans l'autre.

L'auteur se propose de montrer qu'une partie au moins du courant de la pile à gaz est due au gaz dissous. Il opère en établissant

ou d'acier non aimanté peut agir d'une manière beaucoup plus efficace pour modifier l'aimantation permanente de ce barreau (cas du téléphone) ou l'aimantation temporaire que lui communique un courant auxiliaire plus puissant (cas de l'expérience de M. Gray). (*Note de la Rédaction.*)

le circuit d'un couple à gaz dont les lames de platine demeurent entièrement plongées dans le liquide. Il observe à différents intervalles la disparition régulière d'une certaine quantité d'hydrogène. Des expériences comparatives sont faites en même temps avec un couple dont les lames sont isolées et avec un couple sans lames. On peut ainsi éliminer l'influence de la diffusion de l'hydrogène et celle des courants locaux produits par la diffusion de l'air extérieur dans le tube à hydrogène. Il reste une disparition de gaz qu'on doit attribuer au courant principal.

Quand on chauffe avec la main le tube à hydrogène, et, en général, quand on élève la température ou qu'on diminue la pression du gaz, le courant s'accroît. Cet effet provient de ce que les couches liquides en contact avec la lame se rapprochent de leur point de saturation pour l'hydrogène dissous.

Un couple récemment chargé donne d'abord un courant très-intense, qui va ensuite en diminuant jusqu'à ce qu'il ait atteint un certain régime. C'est que l'eau, d'abord saturée du gaz, s'épuise peu à peu, tendant vers un état d'équilibre définitif, dans lequel les couches liquides contiennent d'autant moins de gaz qu'elles sont plus profondes. Ce fait conduit à penser que la profondeur du sommet de la lame influe sur l'intensité du courant. Une nouvelle série d'expériences le démontre et semble indiquer que le courant est dû exclusivement au gaz dissous.

Quand on fait varier la résistance entre des limites étendues, la force électromotrice ne demeure pas constante. Si la résistance s'accroît subitement, l'intensité diminue d'abord, conformément aux lois de Ohm. Le gaz dissous s'épuise alors moins vite, et les couches liquides s'enrichissent peu à peu, en accroissant le courant, jusqu'à ce qu'on ait atteint un nouvel état d'équilibre.

Quand on incline le couple, en sorte que les lames en partie immergées fassent un angle de 40° avec l'horizon, on observe un accroissement d'intensité dû à la plus grande étendue de la surface liquide en contact avec le gaz et à la distance moindre des différentes parties de la lame au niveau extérieur.

Le courant d'un élément est d'autant plus fort que les tubes contiennent moins de gaz libre : quand ils en contiennent peu, le liquide voisin de la surface est plus éloigné de l'air extérieur et constitue une dissolution de gaz plus pure.

M. Gaugain avait trouvé que la force électromotrice n'était pas altérée par l'immersion complète des lames dans le liquide. L'auteur reconnaît l'exactitude du fait, mais il l'attribue à la présence de bulles gazeuses sur les lames. En plongeant d'abord dans le liquide les lames chauffées au rouge, et en les retirant ensuite jusqu'à les faire affleurer à la surface, on constate un accroissement notable de force électromotrice.

Le platine paraît exercer une action spéciale sur l'hydrogène, car un fil d'or fournit une force électromotrice quinze fois moindre.

M. Gaugain attribue la diminution de l'intensité du courant, après son premier établissement, à un dépôt d'hydrogène sur le fil positif. Ce fil devient négatif par rapport à un troisième fil plongé dans le liquide. Cela prouve seulement que le liquide s'est appauvri en oxygène aux environs du fil positif. Un fil rougi dans la flamme d'un bec Bunsen absorbe de l'oxygène et acquiert un potentiel positif appréciable.

En réunissant les fils d'un couple à gaz récemment chargé avec un condensateur qu'on décharge à travers un galvanomètre, on remarque que la force électromotrice initiale reste indépendante de la pression, et détermine le maximum de polarisation. L'intensité du courant d'un même couple, observée au galvanomètre au bout de quelques heures, sous différentes pressions, est sensiblement proportionnelle à la pression. Ce résultat concorde avec l'hypothèse de la production du courant par le gaz dissous, puisque la solubilité de l'hydrogène est proportionnelle à la pression.

G. Foussereau.

MULLER (Fréd.-C.-G.). — Ueber ein neues signalisirendes und selbstregistrirendes Gefässbarometer (Sur un nouveau baromètre à cuvette enregistreur); *Annalen der Physik*, t. IV, p. 286; 1878.

Le caractère essentiel de ce nouveau baromètre consiste en ce que l'on s'arrange toujours de manière que le niveau du mercure dans le tube barométrique soit constant. On y arrive en déplaçant la cuvette de telle sorte que le mercure, dans la chambre barométrique, vienne toucher une pointe de platine supportée par

un tube en verre. On est prévenu du contact par un signal galvanoscopique. La cuvette est annulaire; elle glisse le long d'un tube en acier qui entoure le tube barométrique. Deux ouvertures pratiquées dans ce dernier permettent toujours une communication parfaite entre le mercure du tube et le mercure de la cuvette. La mesure des variations de la hauteur barométrique ou des déplacements de la cuvette se fait au moyen d'une règle divisée et d'un vernier. Grâce à cette disposition, on n'est plus obligé, comme on le comprend facilement, de prendre une ligne de visée déterminée. La lecture peut donc être faite rapidement, même par un observateur peu exercé.

Lorsque l'instrument doit être enregistreur, le tube barométrique porte à la partie supérieure deux tubes de verre contenant deux fils de platine, les extrémités inférieures de ces fils étant à une distance l'une de l'autre inférieure à $\frac{1}{20}$ de millimètre. Ces fils communiquent aux deux relais qui fonctionnent successivement, suivant que l'un ou l'autre des fils de platine communique avec le mercure. Si c'est le fil inférieur, le relai correspondant met en mouvement un petit moteur électrique qui fait remonter la cuvette. La cuvette redescend, au contraire, si la communication est établie avec le fil supérieur. On voit que, par suite de cette disposition, le niveau du mercure est maintenu constant dans la chambre barométrique à moins de $\frac{1}{20}$ de millimètre près. Si les moteurs sont pourvus d'un appareil analogue à une sonnerie électrique, on sera prévenu par un signal acoustique des plus faibles variations de la pression atmosphérique.

L'enregistrement des déplacements de la cuvette se fait à la manière ordinaire.

Il est évident que l'on peut remplacer les moteurs électriques par des moteurs à mouvement d'horlogerie.

Enfin on conçoit facilement que, ce baromètre étant installé dans une station isolée, on pourra, au moyen d'un fil télégraphique ordinaire, transmettre à une autre station toutes les variations de la pression atmosphérique, et les enregistrer.

E. Bichat.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber die Ermittelung von Lichtbrechungsverhältnissen durch Totalreflexion (Mesure des indices de réfraction, par la réflexion totale); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. IV, p. 1; 1878.

La méthode employée par M. Kohlrausch est analogue à celle de Wollaston ([1]) et à une disposition plus récente adoptée par M. Eilhard Wiedemann ([2]). Elle consiste à observer, à l'aide d'une lunette pointée à l'infini, la lumière diffuse réfléchie par une face solide plane appartenant à l'objet dont on veut déterminer l'indice. Cet objet est immergé dans un liquide plus réfringent, de telle sorte que la réflexion totale se produit à la face d'entrée, et qu'il n'est pas nécessaire de tailler le corps solide en lames à faces parallèles, prismes, etc. Dans les expériences de M. Kohlrausch, ce liquide est du sulfure de carbone dont l'indice, pour la raie D, est égal à 1,63; mais on pourrait encore employer, pour les solides très-réfringents, une solution de phosphore dans le sulfure de carbone ou du sulfhydrate de phényle. Ce liquide est contenu dans une petite bouteille présentant en avant une paroi plane, et entourée de papier huilé sur le reste de sa surface.

La face réfléchissante est mobile autour d'un axe vertical, et l'on évalue l'angle dont elle tourne au moyen d'une alidade qui se déplace sur un cercle divisé horizontal. La lunette est fixe et horizontale. Elle réunit en une image unique tous les rayons réfléchis parallèles entre eux, provenant de tous les points de la lame réfléchissante situés dans le champ. Quand on fera tourner la lame de telle sorte que l'axe de la lunette fasse avec la normale un angle égal à l'angle limite, le champ se trouvera divisé par le fil vertical du réticule en deux moitiés inégalement éclairées, et dont la séparation est extrêmement nette. On fixe cette position de la lame, et on la place ensuite dans une position symétrique par rapport à la normale, de manière à amener de nouveau la ligne de séparation sous le fil du réticule. L'angle 2φ dont la lame a tourné est lié aux indices n et N du solide et du liquide par la relation

$$n = \mathrm{N} \sin \varphi.$$

([1]) *Transactions philosophiques*, 1802.

([2]) *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 375.

La face réfléchissante peut appartenir à un cristal biréfringent. Alors la réflexion totale se produit, pour le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire, à partir de deux positions différentes de la lame; et, comme celles-ci ne sont jamais très-écartées, on remplacera avantageusement, pour ce cas-là, l'usage du cercle divisé par celui d'un micromètre inséré dans la lunette, et dont on aura déterminé la valeur angulaire. On amènera successivement sous le fil du réticule les deux lignes de séparation distinctes; elles seront nettement visibles l'une et l'autre sans qu'il soit nécessaire de faire usage d'un Nicol.

Les cristaux biréfringents à deux axes ne peuvent guère être utilement observés que sur une face, naturelle ou artificielle, parallèle au plan des axes optiques. En plaçant la ligne moyenne horizontalement d'abord, puis verticalement, on aura tous les éléments nécessaires pour déterminer les trois indices principaux.

Les cristaux à un axe présentent beaucoup plus de commodité. La mesure de l'indice ordinaire se fait sans difficulté sur une face quelconque du cristal. Quant à l'indice extraordinaire, on le mesure très-exactement à l'aide d'une face perpendiculaire à l'axe; mais on peut aussi employer toute autre face du cristal, à la condition de placer horizontalement la direction comprise dans cette face et perpendiculaire à l'axe. L'indice du rayon extraordinaire, mesuré dans cette direction, est égal à l'indice extraordinaire principal.

L'observation précédente peut se faire d'une manière purement optique, car la direction choisie est celle pour laquelle l'indice extraordinaire diffère le plus de l'indice ordinaire. Enfin on peut aisément fixer par l'observation l'angle α que fait l'axe optique du cristal avec la face cristalline étudiée. Soient, en effet, ω l'indice ordinaire, ε l'indice extraordinaire principal, ε' l'indice extraordinaire mesuré, par voie de réflexion totale, sur la face considérée, mais dans une direction perpendiculaire à la précédente; on démontre aisément que l'on a

$$\sin^2\alpha = \frac{\varepsilon'^2 - \omega^2}{\varepsilon^2 - \omega^2}.$$

E. Bouty.

WÜLLNER.— Ueber die specifische Wärme des Wassers nach Versuchen des Hrn. W. von Münchhausen aus Moskau (Sur la chaleur spécifique de l'eau d'après les recherches de M. W. von Münchhausen, de Moscou).

M. von Münchhausen, ancien élève du laboratoire de M. Wüllner, et actuellement professeur à l'École professionnelle de Nowgorod, a, sur le conseil de son maître, repris la délicate question de la chaleur spécifique de l'eau. Il a opéré par la méthode des mélanges : un calorimètre Regnault contenant un poids donné d'eau froide recevait une certaine quantité d'eau chaude à une température bien connue; le poids de l'eau ajoutée était mesuré après l'expérience, sans tenir compte de l'évaporation, qui n'avait sans doute que peu d'influence, à cause de la courte durée de l'expérience, mais qui, cependant, n'était assurément pas entièrement négligeable. Les mesures, très-soignées d'ailleurs, ont été poussées jusqu'à 70° et donnent, pour la chaleur spécifique vraie de l'eau à t°,

$$K = 1 + 0,000302\,t.$$

Si l'on admet cette formule comme exacte jusqu'à 100°, on en tire les nombres suivants, que nous rapprochons de ceux de Regnault et de M. Jamin :

	Regnault.	Jamin.	V. Münchhausen.
A 20°	1,0012	1,0235	1,0060
40	1,0030	1,0459	1,0121
60	1,0056	1,0703	1,0181
80	1,0089	1,0957	1,0241
100	1,0130	1,1220	1,0302

J. VIOLLE.

FR. EXNER. — Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Flussigkeitslamellen (Diffusion des vapeurs à travers les lames liquides); *Wiener Berichte*, t. LXXV.

M. Exner a établi (*Journal de Physique*, t. IV, p. 190) que la vitesse de diffusion d'un gaz à travers une lame d'eau de savon est proportionnelle à $\frac{c}{\sqrt{\delta}}$, δ étant la densité du gaz, c le coefficient

de solubilité du gaz dans le liquide; la même loi s'applique aux vapeurs.

On mesure le coefficient de diffusion à l'aide d'un tube gradué fermé par une membrane de savon très-étendue, et l'on met ce tube en communication avec un vase contenant le liquide actif; on mesure le coefficient de solubilité des vapeurs par la méthode de Bunsen en agitant le liquide avec de l'air saturé de vapeur.

Les vitesses de diffusion sont :

	Calculée.	Observée.
Air	1,0	»
Sulfure de carbone	3,9	3,8
Chloroforme	3,3	3,5
Alcool	0,98	1,0
Benzine	0,13	0,11
Essence de térébenthine	0,003	<1
Éther	2,53	5,0

La loi est donc vérifiée, sauf pour l'éther. Les différences, dans ce cas, peuvent être attribuées à des erreurs dans la mesure de la solubilité.

E. Daguenet.

J. FRÖHLICH.— Ein neuer Satz in der Theorie der Diffraction und dessen Anwendung (Démonstration et usage d'une nouvelle loi de la théorie de la diffraction); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 134; 1878.

M. Fröhlich considère : 1° une ouverture $\mathfrak{F}$ limitée par une courbe quelconque plane ou à double courbure, dont les dimensions sont très-grandes par rapport aux longueurs d'ondes lumineuses, de telle sorte que l'amplitude de la lumière diffractée par cette ouverture ne possède une valeur finie que pour de faibles angles de diffraction; 2° une source lumineuse F ayant la forme d'une portion de sphère dont le centre est le milieu O de l'ouverture $\mathfrak{F}$; 3° un écran f, aussi de forme sphérique, ayant pour centre le même point O. Deux éléments dF et df de la source et de l'écran sont dits conjugués quand ils sont interceptés par un même cône élémentaire, ayant son sommet en un point quelconque de l'ouverture.

Cela posé, M. Fröhlich déduit de ses formules relatives à la diffraction (¹) la proposition suivante :

La force vive lumineuse émise par la source lumineuse F, *très-large et d'éclat uniforme, diffractée par l'ouverture* $\mathfrak{S}$ *et reçue sur l'élément df, est égale à la force vive émise par l'élément conjugué* dF, *diffractée par* $\mathfrak{S}$ *et reçue par l'écran f tout entier*; d'où il résulte *que l'éclairement de la partie moyenne de l'image de diffraction d'une source sphérique très-grande et d'éclat uniforme est proportionnel à la projection* $\mathfrak{S}_p$ *de l'ouverture diffractante sur l'onde incidente, et indépendant de la forme et de la position de cette ouverture.*

Pour reconnaître si ce dernier résultat est confirmé par l'expérience, M. Fröhlich emploie une surface sphérique concave, en papier huilé, qu'il éclaire par derrière (du côté de la convexité), au moyen d'une grosse lampe à pétrole. La lumière émise tombe d'abord sur une lentille collimatrice, suivie de la lentille dédoublée d'un héliomètre. Devant la demi-lentille supérieure H_1 est un écran percé d'une ouverture rectangulaire A; devant l'autre demi-lentille H_2, un écran percé d'une ouverture quelconque B. Au delà de l'héliomètre se trouve un premier Nicol N_1, un diaphragme O_1 à orifice circulaire, une lame de verre P inclinée à 45°, et un deuxième Nicol N_2. La glace P envoie, dans le sens de l'axe, l'image d'une ouverture latérale O_2 qui se trouve ainsi, dans le champ, juxtaposée à O_1.

Cette disposition permet de comparer l'intensité de la lumière diffractée centrale, produite par les ouvertures A et B. Voilons, en effet, la moitié H_2 de l'héliomètre; l'ouverture O_1 reçoit de la lumière diffractée par A, et l'on peut affaiblir celle-ci, par la rotation du Nicol N_1, jusqu'à lui donner un éclat égal à celui de O_2. On voilera ensuite H_1 en laissant H_2 libre, de manière que O_1 ne reçoive que de la lumière diffractée par B, et au moyen de N_1 on ramènera encore l'égalité d'éclairement de O_1 et de O_2. Les deux lectures, faites sur le cercle gradué du Nicol, permettent donc de comparer les deux intensités lumineuses successivement reçues par O_1, c'est-à-dire de mesurer l'intensité lumineuse diffractée cen-

(¹) *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 376 et 567, 1878; voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 243.

tralement par l'orifice quelconque B. On constate la proportionnalité de cette intensité à la projection de l'orifice sur un plan perpendiculaire à l'axe de l'appareil, conformément à la proposition énoncée ci-dessus. E. Bouty.

GILTAY (J.-W.). — Ein neuer Quecksilber commutator (Un nouveau commutateur à mercure); *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. III, p. 314; 1878.

Cet appareil se compose de deux tubes en verre fermés à leurs extrémités et dont les axes sont parallèles. A chaque extrémité de l'un de ces tubes et à la partie supérieure sont soudés deux fils de platine *a* et *b*. A la partie inférieure, le tube est traversé parallèlement à son axe par un fil *c*. Le second tube est muni de fils disposés de la même façon a', b', c'. Les fils *c* et c' sont mis en communication avec le circuit que le courant doit traverser. Le pôle positif de la pile communique avec les fils *a* et b', tandis que le pôle négatif est relié aux fils a' et *b*. Enfin les deux tubes contiennent du mercure en quantité telle que ce métal ne recouvre complétement que les fils *c* et c', lorsque les axes des tubes sont horizontaux. Dans ces conditions, le courant ne passe pas; mais, si l'on vient à incliner l'appareil à 45° à droite ou à gauche, il est facile de voir que le courant traversera le circuit dans un sens ou dans l'autre.

Ce commutateur à mercure a l'avantage d'assurer toujours une communication parfaite avec la pile. L'auteur lui a donné une forme qui n'est pas heureuse. Il serait facile, en disposant les tubes sur une planchette verticale, d'obtenir un instrument de faibles dimensions, dont la construction serait facile, et qui, par le moyen de flèches convenablement disposées, indiquerait toujours le sens dans lequel le courant marche dans le circuit extérieur.

E. Bichat.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XV. — Septembre 1878.

A. Bertin. — *Note sur les propriétés optiques des feuilles de gélatine*, p. 129.
L. Cailletet. — *Recherches sur la liquéfaction des gaz*, p. 132.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VI. — Septembre 1878.

J.-N. Lockyer. — *Récentes recherches de chimie solaire*, p. 161.

Oliver Heaviside. — *Résistance des électro-aimants employés en télégraphie*, p. 177.

J.-E.-H. Gordon. — *Effets de la variation de pression sur la longueur de la décharge électrique dans l'air*, p. 185.

K. Zöpporitz. — *Problèmes hydrodynamiques relatifs à la théorie des courants de l'Océan*, p. 192.

Robert Sabine. — *Mouvements produits par les acides étendus sur quelques amalgames*, p. 211.

Jacob Ennis. — *Origine de la force qui produit les radiations des étoiles*, p. 216.

V. Dvořák. — *Répulsion acoustique; Note du professeur A.-M. Mayer*, p. 225.

5e série. — Tome VI. — Octobre 1878.

J.-F. Blake. — *Mesure des courbes formées par les Céphalopodes et d'autres Mollusques*, p. 241.

H. Hennessy. — *Limites des hypothèses concernant les propriétés de la matière qui forme l'intérieur de la terre*, p. 263.

A. Mason Worthington. — *Sur la couleur bleue du ciel*, p. 267.

Lord Rayleigh. — *Note sur la répulsion acoustique*, p. 270.

Silvanus-P. Thompson. — *Phénomènes accompagnant l'arc-en-ciel*, p. 272.

Pr.-W.-C.-Unwin. — *Écoulement de l'eau par des orifices à diverses températures*, p. 281.

E. Edlund. — *Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale*, p. 289.

Annalen der Physik und Chimie.

Nouvelle série. — Tome IV. — N° 7. — Année 1878.

A. Wüllner. — *Variations de la chaleur spécifique des gaz à volume constant avec la température et la conductibilité du gaz*, p. 321.

R. Clausius. — *Du travail accompli par la diffusion au point de vue du second principe de la Théorie mécanique de la chaleur*, p. 341.

W. Weber. — *Énergie des actions réciproques*, p. 343.

W. Hittorf. — *Rectification de la loi* « Les électrolytes sont des sels ». *Réponse à la critique du Dr Bleekrode*, p. 374.

Fr. Exner et G. Goldschmiedt. — *Influence de la température sur la conductibilité des liquides*, p. 417.

A. Ritter. — *Surface caractéristique des transformations de l'air humide à température constante*, p. 432.

H. Schröder. — *Sur les compositions en volume des corps*, p. 435.

H. Herwig. — *Remarques sur la conductibilité électrique des flammes*, p. 465.

Nouvelle série. — Tome IV. — N° 8. — Année 1878.

H. Herwig. — *Quantité d'électricité nécessaire pour charger un condensateur platine et eau et sur la distance des molécules de l'eau liquide*, p. 465.

F. Braun. — *Conductibilité électrique unipolaire*, p. 476.

W. Siemens. — *Sur la téléphonie*, p. 485.

M. Kirmis. — *Trajet des ions*, p. 503.

F. Auerbach. — *De la théorie des voyelles de Grassmann*, p. 508.

K.-L. Bauer. — *Des sons résultants considérés comme sons différentiels et comme battements des harmoniques supérieurs des sons primaires*, p. 516.

K. Exner. — *Les anneaux de Fraunhofer, les bandes de Quetelet et les phénomènes analogues*, p. 525.

A. Ritter. — *De la surface représentative de la température de l'acide carbonique*, p. 550.

E. Gerland. — *Histoire de l'invention des horloges à pendule*, p. 585.

G.-L. Andreæ. — *Régulateur de température simple et sensible*, p. 614.

B.-J. Goossens. — *Rotation électromagnétique du plan de polarisation*, p. 616.

Nouvelle série. — Tome V. — N° 9. — Année 1878.

W. Beetz. — *Production d'électricité au contact des corps solides et gazeux*, p. 1.

E. Dorn. — *Courants électriques, développés par l'écoulement des liquides à travers des tubes*, p. 20.

G. Wiedemann. — *Dissociation des sels de fer dissous*, p. 45.

L. Hermann. — *Recherches sur la phase et la composition des vibrations transmises par le téléphone*, p. 83.

A. Winkelmann. — *Écarts que présentent certains gaz par rapport à la loi de Mariotte entre 0° et 100°*, p. 92.

Ph. von Jolly. — *Emploi de la balance pour l'étude de la gravitation*, p. 112.

J. Fröhlich. — *Démonstration et usage d'une nouvelle loi relative à la théorie de la diffraction*, p. 134.

E. Wiedemann. — *Relation entre l'équivalent de réfraction et le chemin moyen d'une molécule*, p. 142.

H. Fritsch. — *Production d'électricité par le frottement et la pression*, p. 143.

PROBLÈMES RELATIFS A LA TEMPÉRATURE SOUTERRAINE;

PAR SIR W. THOMSON (¹).

(Traduit par M. Bouty.)

PROBLÈME I. — *On entretient un foyer sur une petite portion de la surface plane indéfinie d'une masse de roc homogène, et au bout d'un certain temps on éteint le foyer, de telle sorte que la totalité de l'aire plane du roc demeure exposée à l'air libre. Trouver la distribution des températures à l'intérieur du roc.*

PROBLÈME II. — *Trouver l'effet d'une journée de chaleur exceptionnelle sur la température interne d'une telle masse de roc.*

PROBLÈME III. — *Effet séculaire d'une altération soudaine de la température moyenne.*

PROBLÈME IV. — *Variation de température à l'intérieur d'une sphère de roc transportée d'un fluide à température constante dans un fluide à une autre température constante.*

PROBLÈMES I, II et III. — Pour résoudre chacun de ces problèmes, nous supposerons que l'air en contact avec le roc ne change pas sensiblement de température par le passage de chaleur qui s'effectue par conductibilité à travers la surface de l'intérieur vers l'extérieur ou de l'extérieur vers l'intérieur du roc. En réalité, la couche d'air en contact immédiat avec le roc aura à chaque instant une température identique à celle de la surface, et le mé-

---

(¹) *Philosophical magazine*, t. V, p. 370, mai 1878.

Fragment écrit il y a dix-huit ans et retrouvé aujourd'hui. Je l'avais conservé pour y ajouter les solutions des problèmes II, III et IV. Le temps m'a manqué pour cela; mais, comme la synthèse de la solution du problème I suffit pour les problèmes II et III (l'intégration de la solution du problème I étendue à toute la surface résout le problème II, et l'intégration de la solution du problème II étendue de $t = -\infty$ à $t = 0$ résout le problème III) et que le problème IV n'est qu'un exemple de la solution bien connue de Fourier pour le globe [*voir* le Mémoire de MM. Ayrton et Perry, *Sur la conductibilité de la pierre* (*Philosophical Magazine*, avril 1878)], avec application numérique au trapp de Calton-Hill, il n'y a pas lieu de regretter beaucoup que le plan original n'ait pu être complété. W. T. (25 mars 1878.)

lange continuel qui s'effectue entre les couches d'air, soit par l'effet du vent ou de courants locaux dus aux différences de température, tend à unifier la température de toute la masse atmosphérique. Notre hypothèse équivaut donc à admettre que la vitesse de la variation de température à l'intérieur des roches, tenant à cette cause spéciale, est bien au-dessous des variations ordinaires qui se produisent du jour à la nuit. Ainsi les solutions des problèmes I, II et III ne seront applicables qu'au bout d'un temps écoulé suffisant pour que la variation résiduelle soit petite en comparaison des variations diurnes maxima aux points voisins de la surface.

Dans le cas du problème II, ces conditions seront pratiquement remplies et continueront à l'être, fort peu de temps après le jour de température exceptionnelle dont il s'agit de calculer l'effet, et nous aurons une solution parfaitement pratique, applicable aux observations faites plusieurs jours ou plusieurs semaines plus tard sur des thermomètres plongés dans la roche à 3 ou 6 pieds de profondeur. La solution du problème I, que je vais indiquer, établira quelles sont les unités de longueur, de temps et de température qu'il convient d'adopter pour vérifier pratiquement les conclusions de l'analyse.

Le problème I, avec les restrictions mentionnées ci-dessus, équivaut au suivant :

Une aire, infiniment petite, d'un plan illimité terminant d'un côté une masse homogène de roche qui s'étend indéfiniment dans tous les sens du côté opposé, est échauffée à une température infiniment haute pendant un temps infiniment court, et la totalité de la surface est ramenée instantanément et indéfiniment maintenue à une température constante. Déterminer les variations intérieures de la température.

Supposons le solide *doublé*, c'est-à-dire s'étendant à l'infini des deux côtés du plan considéré, que nous appellerons *plan médian*. Soient P, P′ deux points symétriques par rapport à ce plan et situés sur une perpendiculaire à l'aire échauffée. Supposons qu'une certaine quantité de chaleur Q soit subitement produite dans un espace très-petit autour de P et qu'une quantité égale soit enlevée au point P′. Les variations correspondantes de température sur les deux faces du plan médian seront égales et de signe contraire : elles

consistent en un échauffement et un refroidissement qui partent du plan médian dans les deux directions opposées. L'échauffement sera précisément celui que nous cherchons pour la solution du problème I, et l'effet thermique de la masse que nous avons imaginée du côté opposé du plan n'a d'autre effet que de maintenir constante la température de ce plan médian. Or, si une quantité Q de chaleur est établie en un point (α, β, γ) d'un solide homogène indéfini, l'effet, à une époque t ultérieure, en un point quelconque x, y, z du solide, sera exprimé par la formule

$$\frac{Q}{8\sqrt{k^3\pi^3}}t^{-\frac{3}{2}}e^{-\frac{(x-\alpha)^2+(y-\beta)^2+(z-\gamma)^2}{4kt}},$$

trouvée par Fourier; et l'effet d'autres quantités de chaleur, positives ou négatives, placées en d'autres points, s'obtiendra, comme ce savant l'a montré, en déterminant par cette formule l'effet de chaque source considérée isolément et ajoutant les résultats, conformément au principe qu'il a établi, de la superposition des conductibilités thermiques. Donc l'effet produit en plaçant simultanément des quantités égales de chaleur $+Q$ et $-Q$ en deux points (α, β, γ), $(\alpha', \beta', \gamma')$ sera exprimé, au bout d'un temps quelconque t, par la formule

$$\frac{Q}{8\sqrt{k^3\pi^3}}t^{-\frac{3}{2}}\left[e^{-\frac{(x-\alpha)^2+(y-\beta)^2+(z-\gamma)^2}{4kt}}-e^{-\frac{(x-\alpha')^2+(y-\beta')^2+(z-\gamma')^2}{4kt}}\right];$$

Si, dans cette expression, nous supposons $\alpha=\frac{a}{2}$, $\alpha'=-\frac{a}{2}$, $\beta=0$, $\beta'=0$, $\gamma=0$, $\gamma'=0$, et si nous faisons a infiniment petit, nous trouverons ce qu'elle devient en différentiant le premier terme par rapport à α, écrivant a au lieu de $d\alpha$, et enfin faisant $\alpha=0$, $\beta=0$, $\gamma=0$. Le résultat constitue la solution du problème proposé; ainsi, en désignant par v la température au temps t, au point (x, y, z) du solide, nous trouvons

$$v=\frac{Qa}{16\pi^{\frac{3}{2}}k^{\frac{5}{2}}}xt^{-\frac{5}{2}}e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4kt}}.$$

On obtiendra une formule ([1]) plus convenable pour exprimer

([1]) Dans cette formule, k représente ce que j'ai appelé la *diffusibilité thermale* de

la solution en remplaçant $x^2 + y^2 + z^2$ par r^2 et x par $r\cos\theta$. Nous avons ainsi

$$v = \frac{Qa}{16\pi^{\frac{3}{2}}}(kt)^{-\frac{5}{2}}\cos\theta\, r e^{-\frac{r^2}{4kt}},$$

qui exprime la température au bout d'un temps t écoulé après l'application du feu, en un point du solide situé à la distance r du point de la surface où le feu a été appliqué, et sur une direction inclinée d'un angle θ à la normale à cette surface. De cette expression nous tirerons les conclusions suivantes :

1° Les températures simultanées en différents points équidistants du foyer sont proportionnelles à leurs distances à la surface plane.

2° La loi de variation de la température avec la distance sur une ligne quelconque passant par le point où le feu a été appliqué est la même à un moment quelconque.

3° La loi de variation de la température avec le temps est la même en tous les points du solide.

---

la substance, c'est-à-dire sa conductibilité thermique divisée par la capacité thermique de l'unité de poids. Cette diffusibilité est nécessairement mesurée en unités de surface par unité de temps, ou, d'après la notation de Maxwell, ses dimensions sont $\left(\frac{L^2}{T}\right)$. Sa valeur (141 pieds carrés anglais par an, pour le trapp de Calton-Hill spécialement visé dans le texte) a été prise dans mon Mémoire *Sur la réduction des observations de température souterraine*, publié dans les *Transactions de la Société royale d'Édimbourg* en avril 1860. Elle avait été obtenue par l'application de la formule originale de Fourier à une réduction harmonique des observations de Forbes, relatives à la température souterraine. Réduisant ce nombre en centimètres carrés par seconde, et exprimant de la même manière les résultats de mes réductions des observations de Forbes, relatives à deux autres localités voisines d'Édimbourg, et de la réduction du professeur Everett, relative aux observations souterraines de Greenwich, j'obtiens le tableau suivant des diffusibilités :

Trapp de Calton-Hill	$0^{cq},00786$	par seconde.
Sable de l'*Experimental garden*	0,00872	»
Grès de *Craigleith Quarry*	0,02311	»
Gravier de la colline de l'observatoire de Greenwich.	0,01249	»

Ces nombres ont été publiés pour la première fois par Everett, dans son Mémoire ayant pour titre : *Illustrations of the centimetre-gramme-second (C.-G.-S.) system of units*, publié par la Société physique de Londres (1875). Cette publication très-opportune sera d'un grand usage.

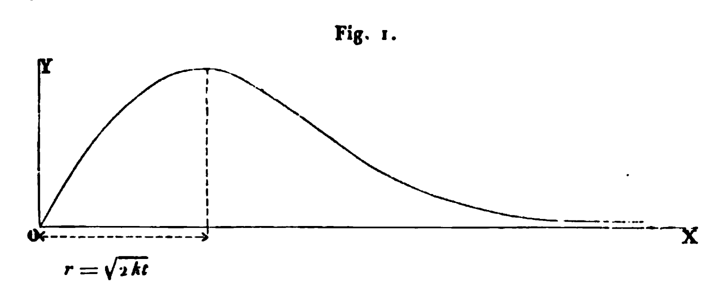
4° Les distances correspondantes, pour la loi de variation avec la distance, croissent proportionnellement à la racine carrée du temps écoulé depuis l'application instantanée du feu ; et, par suite, les temps correspondants, dans la loi de la variation avec le temps, sont proportionnels aux racines carrées des distances.

5° La valeur maximum de la température, dans la loi de la variation avec la distance, varie en raison inverse du carré du temps.

6° La valeur maximum de la température, dans la loi de la variation avec le temps, en un point quelconque de la roche, est en raison inverse de la quatrième puissance de la distance du point où le feu a été appliqué.

7° A une époque quelconque, après l'application du feu, la température croît sur une direction quelconque, à partir du point où le feu a été appliqué, jusqu'à une distance maximum égale à $\sqrt{2kt}$, et au delà décroît pour atteindre la valeur zéro à une distance infinie. La valeur de k, pour le trapp de Calton-Hill, étant 141, en prenant l'année pour unité de temps et le pied anglais pour unité de longueur, le rayon de la surface hémisphérique de température maximum est $16,8\sqrt{t}$ pieds. Ainsi, au bout d'un an, elle est à 16,8 pieds, et au bout de dix mille ans à 1689 pieds de l'origine. La courbe de la *fig.* 1 montre graphiquement la loi de la variation de

Fig. 1.

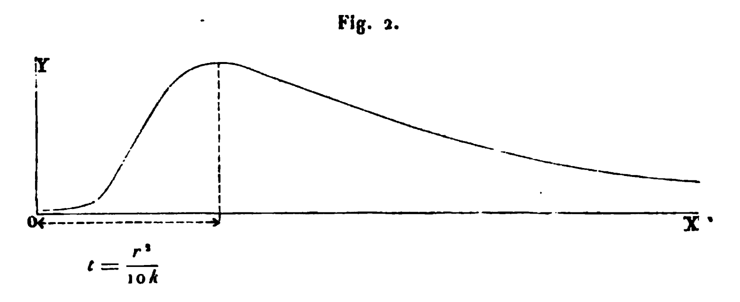


la température avec la distance. Les ordonnées de la courbe sont proportionnelles aux températures, et les abscisses correspondantes aux distances de l'origine ou de la place où le feu a été appliqué.

8° En un point quelconque à distance finie à l'intérieur du solide (qui par hypothèse est à la température de zéro à l'instant de l'application instantanée du feu), la température augmente jusqu'à

un maximum qu'elle atteint à un certain moment et diminue de nouveau jusqu'à zéro au bout d'un temps infini; la diminution finale est en raison inverse de la racine carrée de la cinquième puissance du temps. Le temps au bout duquel la température maximum est atteinte, à une distance r du point où le feu a été appliqué, est $\frac{r^2}{10k}$, ou, eu égard à la valeur de k trouvée pour le trapp, $\frac{r^2}{237,5}$ d'année. Ainsi, à 1 pied français du point d'échauffement, la température maximum sera atteinte un jour et demi (plus exactement $1^{j},54$) après l'application instantanée du feu. A $15^{pi},4$ du point d'application du feu, la température maximum sera atteinte au bout d'un an juste, et à 1540 pieds au bout de dix mille ans. La loi de la variation de la température avec le temps est représentée par la courbe (*fig.* 2) dont les ordonnées représentent les températures, et les abscisses les temps.

Fig. 2.



Ces résultats montrent comment les circonstances du problème proposé peuvent être actuellement réalisées, sinon rigoureusement, du moins à un degré d'approximation tel qu'on le désire, en appliquant un foyer pendant un certain temps sur une petite surface du roc, le retirant ensuite et refroidissant la surface.

APPAREILS SERVANT A RELEVER A DISTANCE LES COURBES REPRÉSENTATIVES DU TRAVAIL DE LA VAPEUR DANS LES CYLINDRES DES MACHINES LOCOMOTIVES;

PAR M. MARCEL DEPREZ.

Tout le monde connaît l'instrument employé habituellement pour mesurer le travail développé dans les cylindres des machines à vapeur. Cet appareil, connu sous le nom d'*indicateur de Watt,* est très-suffisant dans la pratique habituelle lorsque la vitesse de la machine à laquelle on l'applique est modérée, mais ses indications sont entachées de causes d'erreur qui croissent avec la vitesse et deviennent inacceptables lorsque la machine fait de 200 à 250 tours par minute, vitesse habituelle des machines locomotives qui remorquent les trains express. En outre, son application aux locomotives présente des difficultés qui rendent les expériences pénibles, quelquefois même périlleuses pour l'observateur et gênantes pour le service. Ce sont ces considérations qui m'ont amené à imaginer les appareils exposés au Champ-de-Mars, dans le wagon d'expériences de la Compagnie du chemin de fer de l'Est.

Le problème à résoudre était celui-ci : *Tracer à distance une courbe dont les abscisses et les ordonnées soient respectivement proportionnelles au chemin parcouru par le piston et à la pression exercée par la vapeur sur ce piston.*

La solution à laquelle je me suis arrêté repose sur les deux principes suivants :

1° Imprimer à la feuille de papier sur laquelle doit être tracée la courbe un mouvement rigoureusement proportionnel à celui du piston;

2° Mesurer à une époque quelconque et *instantanément* la pression de la vapeur sur le piston.

Voici comment j'ai satisfait à la première condition. Par suite des liaisons qui existent entre les forces motrices de la locomotive et les pistons, le mouvement de ces derniers est une fonction parfaitement déterminée de l'angle décrit par les roues; il suffit donc d'imprimer à une roue située dans le wagon d'expé-

riences une vitesse rigoureusement égale à celle des roues de la locomotive pour pouvoir reproduire ensuite, grâce à des liaisons convenables, le mouvement des pistons. A cet effet, au moyen de transmissions faciles à imaginer, les roues du wagon servent à transmettre à l'intérieur de ce dernier deux mouvements de rotation dont les vitesses sont très-différentes : l'une est *à peu près égale* à celle des roues de la locomotive ; l'autre, beaucoup plus faible, est communiquée à un plateau qui entraîne par adhérence une roulette nommée *roulette correctrice,* dont la distance au centre du plateau peut varier arbitrairement au moyen d'une vis de rappel. Ces deux mouvements, l'un à peu près égal à celui des roues de la locomotive, l'autre beaucoup plus lent, mais arbitraire, sont ajoutés au moyen d'un train différentiel, et c'est leur somme algébrique qui est finalement communiquée à l'axe, qui doit être animé d'une vitesse rigoureusement égale à celle de l'essieu moteur de la locomotive. Voici maintenant comment on constate que cette égalité rigoureuse est atteinte. La roue, animée de la somme des deux mouvements sus-indiqués, porte, suivant un rayon, un tube de Geissler ou un circuit rectiligne interrompu en un point et entraîné dans sa rotation ; d'autre part, l'essieu moteur de la locomotive porte un taquet qui interrompt à chaque révolution un courant qui traverse le gros fil d'une bobine d'induction. Cette interruption fait naître dans le fil fin un courant induit qui se traduit par une étincelle ou un éclairement instantané du tube de Geissler. Il est évident que, si la vitesse de rotation du tube est rigoureusement égale à celle de l'essieu moteur, l'étincelle éclatera toujours au même point de l'espace. C'est donc cette condition qu'on devra remplir en agissant sur la vis de rappel de la roulette correctrice. Mais cette condition, qui est nécessaire, n'est pas suffisante : il faut encore que l'étincelle éclate en un point déterminé de l'espace ; on y arrive dès que l'immobilité apparente de l'étincelle a été constatée, en agissant sur un second train différentiel qui permet d'amener, pendant la marche, l'étincelle en un point déterminé de la circonférence qu'elle décrit. Ces deux conditions remplies (et elles doivent toujours l'être dans l'ordre indiqué), on est certain que le mouvement imprimé aux deux feuilles de papier est rigoureusement semblable à celui des deux pistons de la machine.

Voici maintenant comment on peut mesurer et enregistrer à

une époque quelconque et instantanément la pression de la vapeur sur les pistons.

A chacune des extrémités des cylindres se trouve une petite capacité divisée en deux parties complétement distinctes par une membrane en acier très-mince. La partie inférieure communique avec le cylindre et la partie supérieure avec un petit réservoir d'air comprimé situé dans le wagon. L'amplitude des excursions que peut faire la membrane est limitée par deux plaques métalliques rigides qui ne lui permettent qu'un mouvement de $0^m,001$ à $0^m,002$. Un courant électrique traverse la membrane, l'une ou l'autre des plaques contre lesquelles elle s'appuie, et traverse enfin les bobines de l'électro-aimant d'un de mes petits enregistreurs à pointage, situé en face du papier animé du même mouvement que le piston de la machine. Il résulte de là que, chaque fois que la membrane métallique quittera l'une des plaques d'appui, le courant sera rompu pendant le temps très-court qu'elle met à franchir l'intervalle des deux plaques, et cette interruption aura pour effet de provoquer un pointage sur la feuille de papier. Or, la membrane métallique, ayant une très-faible épaisseur et une grande surface, ne peut quitter une des plaques d'appui pour aller sur l'autre, qu'au moment où la pression de la vapeur sur l'une de ses faces différera extrêmement peu de la pression de l'air comprimé sur l'autre face. Le fonctionnement de l'enregistreur indiquera donc qu'il y a équilibre entre ces deux pressions; d'ailleurs, la pression de l'air comprimé est donnée par un indicateur ordinaire de pression dont le piston, au lieu de porter un crayon, porte précisément l'enregistreur. Ce dernier se déplace donc parallèlement à l'axe des ordonnées de la courbe qu'il s'agit de tracer de quantités proportionnelles à la pression. Donc, enfin, le point marqué par lui sur le papier aura pour abscisses le chemin parcouru par le piston depuis l'origine et pour ordonnée la pression de l'air comprimé (et par suite celle de la vapeur) à l'instant considéré. Ce point appartiendra donc à la courbe représentative du travail de la vapeur dans le cylindre. Pour obtenir un second point, il suffit de donner à l'air comprimé une pression plus faible par exemple. En généralisant ce qui vient d'être dit, on voit que l'on obtiendra autant de points qu'on voudra en laissant simplement l'air s'écouler lentement par une fente capillaire. L'enregistreur

marquera alors deux points de la courbe à chaque tour de roue de la machine, et, si l'écoulement de l'air est suffisamment lent, on obtiendra des points très-rapprochés les uns des autres. Il est facile de voir, d'ailleurs, qu'un seul enregistreur suffit pour tracer les deux courbes relatives aux deux faces d'un même piston, à la condition que le courant électrique traverse *successivement* les deux membranes, de façon que le mouvement d'une seule des deux suffise pour le rompre. Il résulte également de là qu'*un seul indicateur* suffit pour tracer simultanément les courbes relatives à un nombre quelconque de machines à vapeur, à la condition qu'il y ait autant de feuilles de papier animées de mouvements propres et autant d'enregistreurs qu'il y a de machines. Dans le wagon d'expériences, il y a deux cadres destinés à recevoir les deux feuilles de papier correspondant aux deux pistons de la locomotive.

Dans cette courte description, j'ai passé sous silence beaucoup de détails qui l'auraient allongée outre mesure, mais dont il a fallu absolument tenir compte pour arriver au succès. J'espère en avoir dit assez pour bien faire comprendre les difficultés de la question et les efforts que j'ai faits pour en donner une solution absolument rigoureuse.

EMPLOI DES LAMES PLANES LIQUIDES POUR LA DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE ET LA MESURE DE LA TENSION SUPERFICIELLE;

PAR M. A. TERQUEM.

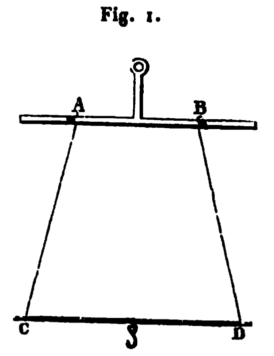
J'ai fait voir, dans une Communication antérieure, que l'on peut réaliser la plupart des expériences de M. Plateau, relatives aux systèmes laminaires, en se servant de charpentes formées en partie de fils rigides et de fils flexibles.

En particulier, si l'on prend un système formé de deux tiges rigides (*fig.* 1) AB et CD, réunies par deux fils flexibles très-fins AC et BD, égaux entre eux, que l'on plonge dans le liquide glycérique de Plateau ou dans le mélange d'eau de savon et de sucre, on obtient, en le retirant, une lame limitée en haut et en bas par deux lignes droites et latéralement par deux arcs de cercle.

Cette lame dure, avec du liquide récemment préparé, de quatre à cinq minutes.

En suspendant à la tige CD un poids croissant, les deux tiges horizontales s'écartent de plus en plus, le rayon de courbure des

Fig. 1.

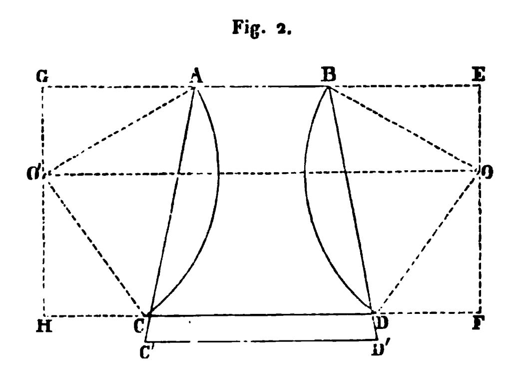


fils latéraux augmente, ainsi que l'angle que fait, avec chaque tige rigide, la tangente à l'arc de cercle au point d'attache du fil flexible.

J'ai fait, à ce sujet, quelques mesures; mais, avant de les donner, je vais exposer la théorie de l'équilibre de la lame plane dans ce cas particulier.

Soient (*fig.* 2) $AB = l$, $CD = l'$, h la distance primitive des

Fig. 2.



tiges AB et C′ D′ avant la production de la lame, λ le côté latéral BD′ du trapèze, et enfin h' la distance de AB à CD, quand la lame liquide est formée.

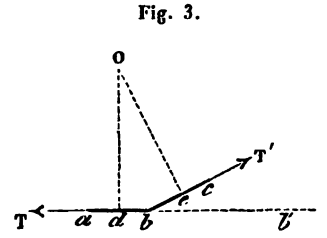
On a, entre les quantités h, λ, l et l', la relation

$$h^2 = \lambda^2 - \frac{(l-l')^2}{4}.$$

Les fils flexibles AC et BD, supposés sans pesanteur, forment évidemment des arcs de cercle, puisqu'ils sont soumis, en chacun de leurs points, à une force normale constante. On peut, du reste, le démontrer d'une manière élémentaire, ainsi qu'il suit :

Soient ab et bc (*fig.* 3) deux éléments successifs du fil, O le

Fig. 3.



centre de courbure, ρ le rayon de courbure ; on a $ab = bc = ds$; la force normale qui sollicite ab est fds, f étant la force appliquée sur l'unité de longueur ; cet élément est, en outre, soumis à la tension T du fil au point a dirigé suivant ab, et à la tension T' en b dirigée suivant bc ; il y a équilibre entre les trois forces T, fds et T', ou bien entre des forces différant infiniment peu des premières.

L'angle doe ou cbb' étant égal à $\frac{ds}{\rho}$, la projection de T' sur ab diffère infiniment peu de T', et, par suite, la force fds étant perpendiculaire à ab, on en conclut que $T = T'$, c'est-à-dire que la tension du fil est constante. En projetant bc sur la normale à l'élément ab, et remarquant que l'angle de bc avec cette ligne est le complément de l'angle cbb', on aura la relation

$$f\,ds = \mathrm{T}\sin doc = \mathrm{T}\frac{ds}{\rho}, \quad \text{ou} \quad f = \frac{\mathrm{T}}{\rho}.$$

Comme f et T sont constants, il en résulte que ρ l'est aussi, et que, par suite, la courbe est un arc de cercle dont le rayon est égal au rapport de la tension à la force normale qui agit sur l'unité de longueur.

Soient θ et θ' les angles des tangentes aux arcs de cercle avec la verticale, aux points d'attache des fils (*fig.* 2), p le poids tenseur, T la tension des fils flexibles, en négligeant le poids de ces derniers fils et celui de la lame; si l'on projette toutes les forces qui sollicitent la tige AB sur une perpendiculaire à cette droite, on aura la relation

$$p = 2T\cos\theta + fl,$$

f étant le double de la tension superficielle de chacune des surfaces qui limitent la lame liquide employée.

On aura, de même, pour la tige CD,

$$p = 2T\cos\theta' + fl'.$$

Si R est le rayon de courbure des fils flexibles, on a $T = fR$, et, par suite,

$$p = f(2R\cos\theta + l) = f(2R\cos\theta' + l'). \tag{1}$$

Cette équation peut être interprétée géométriquement : on voit, en effet, que le poids tenseur produit le même écartement que si les deux tiges AB et CD étaient réunies (*fig.* 2) par deux tiges rigides GH, EF, et avaient une longueur égale à la distance horizontale OO′ des deux centres de courbure.

Pour vérifier l'exactitude de cette formule par l'expérience, on devra mesurer, avec le cathétomètre, les écartements h et h' des tiges rigides quand la lame existe, et sans lame.

On aura les relations

$$h' = R(\sin\theta \pm \sin\theta'), \tag{2}$$

$$\lambda = R(\theta \pm \theta'), \tag{3}$$

$$h^2 = \lambda^2 - \frac{(l-l')^2}{4}, \tag{4}$$

$$R(\cos\theta - \cos\theta') = \frac{l'-l}{2}. \tag{5}$$

Cette dernière équation est déduite de l'équation (1).

Ces quatre équations permettront de calculer R, θ, θ' et f, connaissant les autres quantités. La solution générale de la question n'est pas très-commode, à cause de l'équation transcendante à laquelle on arrive et des valeurs assez considérables de θ et θ'; il vaut

mieux prendre des cas particuliers, que l'on déduit du cas général et qui permettent de simplifier les équations.

1° Supposons d'abord $l = l'$, on a $\theta = \theta'$; les équations deviennent

$$p = f(2R\cos\theta + l), \tag{6}$$

$$h' = 2R\sin\theta, \tag{7}$$

$$h = \lambda = 2R\theta; \tag{8}$$

d'où l'on déduit

$$\frac{h'}{h} = \frac{\sin\theta}{\theta}. \tag{9}$$

Si θ est assez petit, ce qui arrive quand p est grand, on peut résoudre l'équation (9) en développant le sinus en série, ne prenant que les deux premiers termes, et employant la méthode des approximations successives : on a ainsi

$$\frac{\theta - \frac{\theta^3}{6}}{\theta} = \frac{h'}{h} \quad \text{ou} \quad 1 - \frac{\theta^2}{6} = \frac{h'}{h}$$

et enfin

$$\theta = \sqrt{\frac{6(h-h')}{h}};$$

connaissant θ, on calcule R et enfin f.

2° Si l'on suppose p assez faible et l assez grand, on pourra avoir $\theta = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire que les fils flexibles seront tangents aux tiges rigides.

Les formules précédentes deviennent, dans ce cas,

$$p = fl, \quad h' = 2R, \quad h = \pi R;$$

d'où la relation

$$h' = \frac{2h}{\pi}.$$

Trois cas peuvent se présenter :

α. Les deux demi-circonférences ne se touchent pas; on a dans ce cas

$$l > 2R \quad \text{ou} \quad l > \frac{2h}{\pi}.$$

β. Les deux circonférences se touchent, si l'on a $l = \frac{2h}{\pi}$.

γ. Si l'on a pris $l < \frac{2h}{\pi}$, les deux fils flexibles se touchent dans une partie de leur longueur, et se recourbent à leurs extrémités de manière à former deux arcs de cercle de 90° chacun.

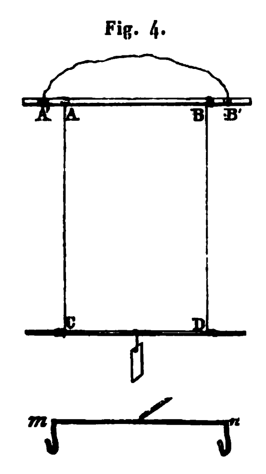
Cet accolement des fils, du reste, se produit toutes les fois que, le poids tenseur étant très-faible, la longueur des fils flexibles est assez grande par rapport aux longueurs l et l' des tiges rigides, même avec θ et θ' différents de zéro.

3° On peut faire, dans les formules primitives, l ou l' égal à zéro; la lame prend une forme triangulaire; mais il n'en résulte aucune simplification dans les équations au point de vue du calcul de ces dernières.

J'ai vérifié les formules relatives au cas où $l = l'$.

J'ai pris une tige de laiton dans laquelle deux ouvertures étaient percées à une distance de $0^{m},12$ l'une de l'autre, et par lesquelles passaient deux fils flexibles. Ces deux fils étaient enroulés et noués vers les extrémités d'une aiguille d'acier CD, et fixés à l'aide de cire à cacheter, de telle sorte que la longueur CD fût rigoureuse-

Fig. 4.



ment égale à AB. La tige AB était soutenue à l'aide du fil A'B', quand on plongeait le système dans la dissolution de savon, et placée ensuite rapidement dans une sorte d'étrier mn fixé à un support, de manière à rester parfaitement horizontale. A la tige CD était suspendue une petite lame de plomb que l'on coupait

pour diminuer progressivement le poids tenseur : ce dernier était déterminé en laissant reposer sur une balance la tige CD avec le poids qui y était suspendu.

Quand la tige AB est placée dans l'étrier *mn*, on affleure le réticule du cathétomètre sur la tige inférieure CD, puis, détruisant la lame, on détermine la quantité $h - h'$ dont descend cette tige; on détermine ensuite la longueur des fils flexibles, qui varie légèrement suivant la valeur du poids tenseur. Dans le système que j'ai employé, le poids p a varié de $11^{gr},12$ à $2^{gr},29$, et la longueur des fils de $336^{mm},8$ à $334^{mm},1$. Chaque détermination de $h' - h$ est la moyenne de trois déterminations au moins, les différences atteignant deux à trois dixièmes de millimètre.

Quand le poids tenseur est assez fort, on peut évidemment négliger le poids des fils flexibles et de la lame elle-même, ce qu'on ne peut plus faire quand ce poids est très-faible; aussi, dans ce dernier cas, l'élément vertical de la courbe formée par le fil flexible n'est plus à égale distance des deux tiges horizontales. Voici le tableau des déterminations que j'ai faites et des résultats que j'ai obtenus. On avait $l = 0^{m},12$:

p.	$h - h'$.	h.	θ.	2R.	$2R\cos\varphi + h$.	f.
gr	mm	mm	° ′	m		mgr
11,2	1,8	336,8	0,179 — 10.14	1,881	1,971	5,64
9,3	2,7	336,7	0,217 — 12.32	1,537	1,620	5,74
7,45	4,2	336,5	0,263 — 15. 3	1,279	1,355	5,50
5,88	6,5	336	0,340 — 20.28	0,988	1,076	5,46
4,66	10,1	335,4	0,425 — 24.21	0,789	0,832	5,60
2,83	23,1	334,3	0,644 — 36.53	0,519	0,535	5,29
2,29	28	334,1	0,709 — 40.39	0,471	0,477	4,86

Si l'on excepte les deux dernières déterminations de f, 5,29 et 4,86, sensiblement trop faibles, les autres nombres diffèrent peu les uns des autres, et donnent comme moyenne 5,58; la différence absolue avec la moyenne est égale à 0,16, et l'erreur relative maxima égale à $\frac{16}{558} = \frac{1}{35}$.

La tension superficielle du liquide employé est donc égale à $2^{mgr},79$ par millimètre.

J'ai cru devoir contrôler ce résultat en déterminant la tension superficielle du même liquide par une des autres méthodes con-

nues, moins directe que la précédente; dans ce but, je me suis servi du procédé du compte-gouttes, indiqué par M. Hagen, et employé dans diverses circonstances par M. Duclaux.

J'ai fait usage d'une pipette Mohr à robinet de verre; j'ai déterminé le poids de 100 gouttes d'eau distillée, puis de 100 gouttes de l'eau de savon employée. Une telle pipette est très-commode, parce qu'on peut facilement régler l'écoulement en tournant plus ou moins le robinet; mais, comme il est rare que ces robinets ne fuient pas un peu; que, d'un autre côté, l'emploi d'une matière grasse peut changer la tension superficielle du liquide essayé, et enfin que, si le robinet est dur, il est difficile de le manœuvrer, je me suis servi depuis, dans de nouveaux essais, d'une pipette Salleron à piston et tige filetée; M. Duclaux avait fait usage déjà de cette pipette pour étudier la vitesse d'écoulement des liquides dans les espaces capillaires. J'ai trouvé que le poids de 100 gouttes d'eau était de $5^{gr},773$, et que celui de 100 gouttes d'eau de savon était de $2^{gr},725$. Si l'on adopte pour la tension superficielle de l'eau le nombre $7^{gr},53$ donné par M. Hagen, on obtient, pour la tension superficielle de l'eau de savon, $3^{mgr},55$, sensiblement supérieur au nombre $2^{mgr},79$ donné par l'observation directe.

La première idée qui est suggérée par la constatation de la discordance de ces deux déterminations et de leur différence trop grande pour être attribuée à des erreurs d'observation, c'est que, dans une lame aussi mince qu'une lame d'eau de savon, la tension superficielle est moindre que dans la surface libre d'une masse indéfinie. Cette opinion est contredite, il est vrai, par ce fait observé par M. Plateau (*Statique des liquides*, t. I, p. 187), que la pression exercée par une bulle d'eau de savon sur l'air qui s'y trouve renfermé reste constante malgré la diminution d'épaisseur des parois de cette dernière. M. Plateau a trouvé, de son côté, pour la tension du liquide glycérique qu'il avait employé, $2^{mgr},84$ par la mesure de la pression de l'air renfermé dans une bulle sphérique, et $2^{mgr},77$ par l'observation de l'ascension du même liquide dans un tube capillaire, nombres à peine différents du nombre $2^{mgr},79$ que j'ai obtenu par l'équilibre d'une lame mince plane. Le rapprochement de ces nombres tendrait à prouver que la détermination de la tension superficielle par le procédé direct ou par l'observation de la hauteur du liquide dans un tube capillaire donne

des nombres concordants; que le procédé du compte-gouttes, au contraire, donne des nombres sensiblement plus forts.

D'un autre côté, des expériences de MM. Hagen et Quincke ont démontré que, pour l'eau du moins, la tension d'une surface fraîche, égale à $7^{mgr},53$, diminue sensiblement par suite de son exposition à l'air, au point de devenir égale seulement à $4^{mgr},69$ au bout de plusieurs heures. La seule explication de cette anomalie que l'on puisse adopter est celle qu'a proposée M. Van der Mensbrugghe (¹), savoir : que l'énergie potentielle de la masse liquide formant la couche dans laquelle réside la tension superficielle est supérieure à celle de la même masse prise à l'intérieur, ce qui est indéniable; que l'augmentation de cette énergie potentielle, quand une certaine masse liquide passe de l'intérieur à la surface, ne peut se faire qu'aux dépens de l'énergie actuelle du liquide, et que, par suite, il doit se produire un abaissement instantané de température dans la couche superficielle d'un liquide, surtout quand la surface augmente rapidement, comme dans l'écoulement goutte à goutte. Or, comme la tension superficielle varie dans le même sens que la température, on conçoit que, dans ce dernier cas, la tension qui est en jeu soit moins forte que dans un liquide dont la surface reste constante. Toutefois, cette augmentation de tension superficielle n'a encore été bien observée que pour l'eau. Les expériences que je continue sur le même sujet me permettront, je l'espère, de reconnaître si la théorie de M. Van der Mensbrugghe peut seule rendre compte de l'anomalie que j'ai signalée.

DU POTENTIEL EN ÉLECTRODYNAMIQUE ET EN ÉLECTROMAGNÉTISME;

PAR M. MACÉ DE LÉPINAY.

Les calculs relatifs aux actions électrodynamiques et électromagnétiques, ainsi qu'à l'induction, se trouvent parfois considérablement simplifiés en faisant usage du potentiel. On est conduit à

(¹) *Bulletin de l'Académie royale de Belgique*, 2ᵉ série, t. XLI, nº 4; avril 1876.

employer cette fonction par le théorème fondamental d'Ampère, d'après lequel on peut substituer, au point de vue de son action sur une molécule magnétique, à un courant fermé, deux surfaces parallèles infiniment voisines, dont l'une est limitée par le contour du courant, et possédant des quantités égales de fluides magnétiques contraires, la densité constante ρ du fluide sur la surface limitée par le circuit étant donnée par la relation

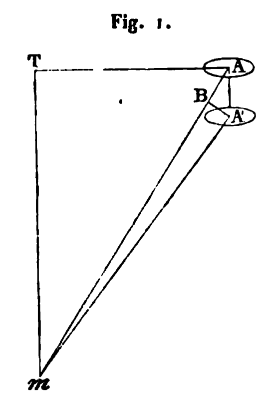
$$\rho dN = i,$$

dN étant la distance constante des deux surfaces.

Je me propose, dans ce qui suit, d'utiliser cette fonction pour donner une démonstration très-simple de quelques théorèmes importants déjà connus ([1]).

1° *Expression du potentiel dans le cas d'un courant fermé quelconque.* — Je suppose, d'une manière générale, que le courant fermé ne soit pas plan. Faisons passer, par le contour du circuit, une surface quelconque, et soit A (*fig.* 1) un élément de cette

Fig. 1.



surface. Si ρ est la densité du magnétisme sur cet élément, supposé égal à d^2f, ρd^2f est le magnétisme qu'il contient. Si alors r est

([1]) *Voir* les articles publiés par M. Potier dans ce Journal (t. II, p. 5 et 121). M. Potier a donné également du théorème fondamental une démonstration, en définissant le potentiel par le travail effectué pour transporter la molécule magnétique de l'infini en *m*.

la distance Am à la molécule magnétique m, que nous pouvons supposer contenir une masse 1 de magnétisme de même nom, le potentiel de la première surface sera

$$V_1 = -\rho\int\frac{d^2f}{r}.$$

Remarquons alors que, les deux surfaces devant contenir la même quantité de magnétisme, la masse de fluide contenue dans l'élément A' sera $-\rho d^2f$. Il en résulte qu'en posant $mA' = r - \Delta r$, le potentiel relatif à la deuxième surface sera

$$V_2 = \rho\int\frac{d^2f}{r-\Delta r}.$$

On aura donc pour l'ensemble des deux surfaces, et, par conséquent, pour le courant tout entier,

$$V = -\rho\int d^2f\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r-\Delta r}\right),$$

$$V = \rho\int d^2f\frac{\Delta r}{r},$$

en négligeant les puissances supérieures de Δr.

Abaissons alors de m la normale mT sur le plan tangent en A, et appelons φ l'angle TmA, dans le triangle ABA',

$$\Delta r = \Delta N\cos\varphi.$$

On a donc

$$V = \rho\Delta N\int\cos\varphi\frac{d^2f}{r^2},$$

ou, en remplaçant ΔN par sa valeur, et supposant le courant $= 1$,

$$V = \int\frac{\cos\varphi\, d^2f}{r^2}.$$

L'expression ainsi obtenue a une signification géométrique très-simple. En effet, $\cos\varphi d^2f$ est la projection orthogonale de l'élément de surface sur un plan perpendiculaire à mA. En multipliant cette projection par $\frac{1}{r^2}$, nous obtenons la valeur de la pro-

jection conique de l'élément d^2f sur une sphère de rayon 1, décrite de m pour centre. On peut énoncer alors ainsi ce résultat :

Le potentiel d'un courant fermé quelconque d'intensité 1, *sur un point extérieur, est égal à la projection de la surface entourée par le courant sur la sphère de rayon* 1, *décrite autour de ce point comme centre.*

Je vais appliquer cet important théorème à quelques exemples.

2° *Action d'un courant circulaire* OA *sur une masse magnétique située sur l'axe.* — Le calcul, d'après le théorème précédent,

Fig. 2.

revient à celui de la surface de la calotte sphérique ab détachée sur la sphère de rayon 1.

Soit r le rayon du cercle, d la distance mO. Si ρ est le rayon aa_1 du petit cercle limitant la calotte, on a

$$\rho = \frac{r}{\sqrt{r^2+d^2}}.$$

Si nous posons d'autre part

$$pd_1 = h$$

(p étant le pôle du petit cercle), on aura

$$V = 2\pi h.$$

Mais on a

$$h(2-h) = \rho^2, \quad h = 1 \pm \sqrt{1-\rho^2}.$$

Le signe — du radical répond seul à la question, la surface cherchée étant celle de la plus petite des deux calottes détachées

sur la sphère. On aura donc

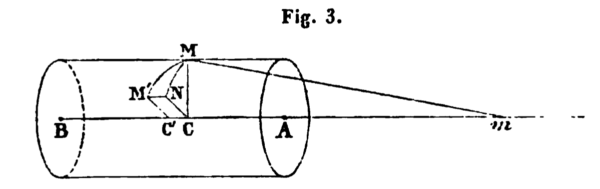
$$V = 2\pi\left(1 - \frac{d}{\sqrt{r^2 + d^2}}\right).$$

On tire de là, par différentiation, les trois composantes de la force agissant sur m, en prenant pour axe des x la direction Om,

$$Y = Z = 0, \quad X = \frac{dV}{dx} = -2\pi\,\frac{r^2}{(r^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

3° *Action d'une bobine sur une molécule magnétique placée sur son axe.* — Décomposons chaque élément tel que MM′ (*fig.* 3)

Fig. 3.



en deux, l'un parallèle à l'axe, l'autre parallèle au cercle de base. L'action de la bobine est celle d'un courant fermé, si la bobine possède un nombre pair de fils. Par la décomposition indiquée, nous ramenons le calcul à celui relatif à deux surfaces planes, M′NCC′ et MNC. Projetons ces deux surfaces sur la sphère de rayon 1. Le quadrilatère M′NCC′ donne une surface nulle, et il ne reste à considérer que la projection de MNC.

Appelons s la longueur du fil enroulé depuis la base A, MN $= ds$; φ l'angle de l'hélice avec la section droite du cylindre. Soient, enfin, r le rayon du cylindre et x la distance CM. La surface projection de l'élément CMN est une portion de calotte sphérique dont la surface totale, précédemment trouvée, est

$$\sigma = 2\pi\left(1 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}}\right).$$

Si $d\sigma$ est la surface cherchée, on a la relation

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{\widehat{MCN}}{2\pi}.$$

Mais

$$MN = ds\cos\varphi, \quad \text{donc} \quad \widehat{MCN} = \frac{ds\cos\varphi}{r}.$$

On a donc

$$d\sigma = \frac{ds\cos\varphi}{r}\left(1 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}}\right).$$

Enfin, en remarquant que dans MM′N on a

$$dx = NN' = ds\sin\varphi,$$

on trouve

$$V = \int_a^{a+2l} \frac{\cot\varphi}{r}\, dx\left(1 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}}\right).$$

Pour introduire la longueur $2l$ du cylindre et le nombre n des spires, remarquons qu'en appelant h le pas de l'hélice on a les relations

$$nh = 2l, \quad h = 2\pi r\,\text{tang}\varphi.$$

On a donc, en effectuant l'intégration,

$$V = \frac{n\pi}{l}\left\{2l + (r^2 + a^2)^{\frac{1}{2}} - [r^2 + (a + 2l)^2]^{\frac{1}{2}}\right\}.$$

On déduit de là, pour la force agissant sur m,

$$X = \frac{n\pi}{l}\left[\frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}} - \frac{a + 2l}{\sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}}\right].$$

Cette dernière expression peut se mettre sous une forme plus simple en appelant ψ et ψ_1 les demi-ouvertures des cônes ayant m pour sommets, et pour bases les deux bases de la bobine :

$$X = \frac{n\pi}{l}(\cos\psi - \cos\psi_1).$$

Autre démonstration. — On peut retrouver plus simplement ces diverses formules par un raisonnement moins rigoureux. Il suffit, à cet effet, de substituer à la bobine une série de courants circulaires, régulièrement distribués, à la distance h l'un de l'autre. Nous remplacerons alors chaque courant circulaire par deux couches magnétiques contraires, de densité $\rho = \frac{1}{h}$, et distantes

de h. Il résulte de cette décomposition que tout se passera comme s'il y avait deux couches, l'une en A, l'autre en B, de fluides magnétiques contraires.

Un calcul très-simple donne, pour le potentiel relatif à la couche A,

$$V_a = 2\pi\rho\left(-a + \sqrt{r^2 + a^2}\right),$$

et, pour B,

$$V_b = -2\pi\rho\left[-a - 2l + \sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}\right].$$

On trouve donc

$$V = 2\pi\rho\left\{2l + (r^2 + a^2)^{\frac{1}{2}} - \left[r^2 + (a + 2l)^2\right]^{\frac{1}{2}}\right\},$$

expression identique à la précédente, si l'on remarque que des relations

$$\rho = \frac{1}{h}, \quad nh = 2l$$

on tire

$$2\pi\rho = \frac{n\pi}{l}.$$

On voit, par ces deux exemples, le parti que l'on peut tirer du potentiel en électromagnétisme, et, par suite, en électrodynamique, lorsqu'il s'agit de calculer l'action de deux courants fermés. Cette même fonction joue, comme on le sait, un rôle également important en induction, puisque, d'après la théorie de Neumann, la force électromotrice d'induction, produite par le déplacement d'un pôle magnétique dans un circuit fermé, est proportionnelle à la différence des potentiels $V_1 - V_0$ au commencement et à la fin du mouvement, potentiel calculé comme si le circuit était traversé par un courant d'intensité 1.

J.-N. LOCKYER. — Recent Researches in solar Chemistry (Récentes recherches de Chimie solaire); *Phil. Magazine*, t. VI, p. 161; septembre 1878.

M. Lockyer a étudié la portion la plus réfrangible du spectre avec un réseau de Rutherfurd (6700 traits environ par centimètre),

et constaté l'existence, plus ou moins probable, de 17 métaux non signalés par Angström et Thalèn. Les métaux sont caractérisés par les raies indiquées dans le tableau suivant : pour plusieurs d'entre eux, on a examiné seulement la région 39-40.

Tableau I. — *Métaux dont la présence dans le Soleil est certaine.*

MÉTAUX	LONGUEUR d'onde app. des raies sombres	OBSERVATIONS	AUTEUR qui les a signalées	INDICATIONS des Tables de Thalèn. MÉTAUX	LONG. D'ONDE	INTENSITÉ (1)
Strontium.	4029,60	Manque dans le spectre normal, voisine de la raie longue Mn.	Nouvelle raie.			
	4076,77	Raie 4076,9, attribuée au Ca dans le spectre normal.	Thalèn.	Sr Ca	4078,5 4077,0	1 3
	4215,00	Raie 4215,40, attribuée au Ca dans le spectre normal.	Thalèn.	Sr Ca	4215,3 4215,3	1 1
	4607,50	Raie 4604,5, attribuée au Ca dans le spectre normal.	Thalèn.	Sr Ca	4607,5 4607,5	1 4
Plomb....	4019,28	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	4056,80	Raie non désignée, voisine de 4057,25 du spectre normal.	Thalèn.	Pb	4058,0	4
	4061,25	Manque dans le spectre normal.	Thalèn.	Pb	4062,5	4
Cadmium.	4677,00	Raie non désignée, 4676,5 du spectre normal.	Thalèn. Kirchhoff	Cd	4676,8	1
	4799,00	Raie non désignée, 4798,9 du spectre normal.	Thalèn. Kirchhoff	Cd	4799,0	1
Potassium.	4042,75	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	4046,28	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
Cérium....	3928,7	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	4012,0	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
Uranium.	3931,0	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	3943,0	Voisine de la raie Al.	Nouvelle.			
	3965,8	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			

(1) Le n° 1 désigne les raies les plus brillantes; les n°s 2, 3, etc., des raies d'intensité de plus en plus faibles

Tableau II. — *Métaux dont la présence dans le Soleil est probable.*

MÉTAUX	LONGUEUR d'onde app. des raies sombres	OBSERVATIONS	AUTEUR qui les a signalées	INDICATIONS des Tables de Thalèn: MÉTAUX	LONG. D'ONDE	INTENSITÉ
Vanadium.	3901,3		Nouvelle.			
	3909,3	Attribuée par Angström au calcium.	Nouvelle.			
	3989,65	Manque dans la carte d'Angström.	Nouvelle.			
	3992,5		Nouvelle.			
	3997,9	Attribuée par Angström au calcium.	Nouvelle.			
	4379,0	Attribuée par Angström au calcium.	Thalèn.	Ca Va	4379,1 4379,0	4 1
	4384,0		Thalèn.	Va	4384,0	1
	4389,0		Thalèn.	Ca Va	4389,4 4389,0	4 2
	4407,5		Thalèn.	Ca Va	4407,0 4407,5	5 1
Palladium.	3893,0		Nouvelle.			
	3958,0		Nouvelle.			
	4787,0	Attribuée par Angström au fer.	Thalèn.	Pd Fe	4787,0 4785,8	3 5
	4817,0	Non désignée par Angström.	Thalèn.	Pd	4817,0	
	4874,0	Raie voisine de celle attribuée par Angström au fer.	Thalèn.	Pd	4874,0	3
Molybdène.	3902,0	Très-voisine de la raie du fer.	Nouvelle.			
	4576,0	Non désignée par Angström.	Nouvelle.			
	4706,0	Attribuée par Angström au fer.	Thalèn.	Mo Fe	4706,5 4706,5	4 5
	4730,0	Attribuée par Angström au fer.	Thalèn.	Mo	4730,5	4
	4818,0?	Manque dans la carte d'Angström.	Thalèn.	Mo	4818,0	4
	4829,0?	Voisine de la raie attribuée par Angström au nickel.	Thalèn.	Mo Ni Ni	4829,5 4828,4 4830,2	4 5 5
Indium....	4101,9	Semble coïncider avec la raie de fer dans le spectre solaire.	Thalèn.	In	4101,0	1
	4509,0	Manque dans la carte d'Angström.	Thalèn.	In	4509,5	1
Lithium...	4603,0	Raie non désignée, 4601,7 de la carte d'Angström.	Thalèn.	Li	4602,7	1
Rubidium.	4202,0	Raie non désignée, 4201 de la carte d'Angström, fait disparaître la raie adjacente du fer.	Thalèn.	Rb	4202,0	2

MÉTAUX	LONGUEUR d'onde app. des raies sombres	OBSERVATIONS	AUTEUR qui les a signalées	INDICATIONS des Tables de Thalèn. MÉTAUX	LONG. D'ONDE	INTENSITÉ
Cœsium...	4554,9	Attribuée par Angström au fer non signalé par Thalèn.	Nouvelle.			
	4592,0	Manque dans la carte d'Angström.	Nouvelle.			
Bismuth...	4722,0	Manque dans la carte d'Angström.	Thalèn.	Bi	4722,0	1
Étain.....	4524,0	Manque dans le spectre normal qui indique une raie voisine Bi 4524,4.	Thalèn.	Sn	4524,0	1
Lanthane..	3948,2	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	3988,2	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	3995,04	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
Glucinium.	3904,75	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
Yttrium ou Erbium.	3949,6	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			
	3981,8	Manque dans le spectre normal.	Nouvelle.			

Les métaux déjà reconnus dans le Soleil par Kirchhoff, Ångström et Thalèn étaient les suivants, au nombre de 14 :

Sodium	Fer	Calcium	Magnésium	Nickel
Baryum	Cuivre	Zinc	Chrome	Cobalt
Hydrogène	Manganèse	Titane	Aluminium	

Avec les 18 métaux contenus dans le tableau précédent, on trouve en tout 32 métaux dont la présence dans le Soleil a été reconnue.

Quant aux métalloïdes, il faut remarquer qu'ils donnent, suivant les conditions de température, un spectre de raies comme les métaux ou un spectre cannelé, et que, pour le carbone en particulier, certaines bandes de ce dernier spectre coïncident avec des raies de Fraunhofer. Il semblerait donc que le carbone existe dans le Soleil, mais dans un état moléculaire plus complexe que les métaux, et, par suite, à température plus basse et en dehors de la couche de vapeurs métalliques.

L'auteur n'a pas retrouvé les coïncidences observées par Draper, avec un appareil d'un pouvoir dispersif plus faible, entre les raies de l'oxygène et certaines raies brillantes du spectre. Dans ces expé-

riences, il se servait d'un réseau analogue au précédent, mais tracé sur métal pour éviter les erreurs de réfraction. Le spectre de l'oxygène était fourni par l'étincelle passant, à la pression ordinaire, dans un mélange d'azote et d'oxygène contenant une très-faible proportion de ce dernier gaz. Ce procédé donne des spectres beaucoup plus brillants que l'emploi de l'oxygène raréfié dans les tubes de Geissler. C. Daguenet.

J.-E.-H. GORDON. — On the effect of variation of pressure on the length of disruptive discharge in air (Influence de la variation de pression sur la longueur de la décharge diruptive dans l'air); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VI, p. 185-192; 1878.

A charge constante, la distance explosive varie en raison inverse de la pression; telle est la loi énoncée par Harris en 1834, sans toutefois donner les résultats numériques de ses expériences. Peu de temps après, M. Thompson détermine la différence de potentiel correspondant à une étincelle jaillissant entre deux plateaux distants de $1^{mm},52$; puis Masson vérifie la loi de Harris par la méthode des dérivations, la plus grande longueur des étincelles observées étant de 11 millimètres.

En 1843, M. Knochenhauer trouve que le rapport de la densité électrique à la pression croît d'une manière sensible quand la pression diminue : la loi de Harris et Masson n'est donc plus vraie. La longueur constante des étincelles, dans ces expériences, était d'environ 2 millimètres.

Enfin, MM. Wiedemann et Rühlmann représentent par une formule empirique des expériences faites sur des étincelles d'une longueur maxima de $9^{mm},95$ à des pressions variables.

L'auteur du présent Mémoire s'est proposé de reprendre la question avec un appareil lui permettant d'obtenir des étincelles variant entre 10 et 51 centimètres. De plus, comme source d'électricité, il se sert d'une forte bobine donnant, dans les conditions ordinaires, des étincelles de $42^{c},5$. Sa méthode est d'ailleurs une méthode de dérivation.

Deux tubes A et B de $1^{m},33$ de longueur sont mastiqués dans des garnitures métalliques communiquant à la bobine; une machine pneumatique et un manomètre aboutissent au tube B. L'étin-

celle jaillit entre une boule fixe et la pointe d'une tige métallique mobile. En A la pression est toujours la pression atmosphérique et l'étincelle est produite à des distances fixes, 6, 8 et 10 pouces. En B, la pression est d'abord 40 millimètres et on y laisse rentrer peu à peu de l'air bien sec.

Supposons qu'on place la tige de B à la distance minima permettant à la décharge d'éclater en A, puis à la distance maxima permettant à l'étincelle de jaillir en B. Soient 52 et 40 centimètres ces deux distances. La moyenne 46 représente la longueur d'étincelle qui, à la pression en B, est produite par la même différence de potentiel que celle qui jaillit dans l'air à la pression atmosphérique. Si la loi de Harris est exacte, le produit de cette moyenne par la pression en B, divisé par le produit de la longueur de l'étincelle en A par la pression en A doit être constant. C'est la valeur de cette constante que l'auteur détermine pour un très-grand nombre d'expériences.

Voici les résultats de toutes ces expériences :

1° Pour des pressions variant entre $18^c,7$ et la pression atmosphérique, la loi de Harris est suffisamment exacte.

2° Pour des pressions inférieures, il n'y a plus de loi. L'étincelle peut être provoquée par des circonstances qu'il est impossible d'éviter. Un grain de poussière, une trace d'oxydation provenant d'une décharge antérieure, peuvent la faire éclater.

3° Quand la pression diminue, la longueur de l'étincelle produite par une différence de potentiel donnée est plus petite que celle indiquée par la loi de Harris.

L'auteur montre ensuite que ce résultat n'est pas contradictoire avec celui trouvé par M. Thompson dans le Mémoire cité plus haut.

DAMIEN.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VI. — Novembre 1878.

THOMAS GRAY. — *Détermination des moments magnétiques en mesure absolue*, p. 321.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Figures magnétiques montrant des relations électrodynamiques*, p. 331.

JOHN PURSER. — *Application des équations de Lagrange à certains cas du mouvement des fluides*, p. 354.

E. EDLUND. — *Recherches sur l'induction semi-polaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale*, p. 360.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Phénomènes d'audition bi-auriculaire*, p. 383.

Annalen der Physik und Chimie.

Nouvelle série. — Tome V. — N° 10. — Année 1878.

F. NARR. — *Actions électriques dans les gaz raréfiés*, p. 145.

A.-L. HOLZ. — *Sur la force coercitive de la pierre d'aimant et de l'acier trempé très-dur*, p. 169.

F. BRAUN. — *Développement d'électricité considéré comme équivalent des réactions chimiques*, p. 182.

V. STROUHAL. — *Sur un procédé particulier pour produire des sons*, p. 216.

K.-R. KOCH. — *Évaluation des coefficients d'électricité par la flexion de barreaux très-courts*, p. 251.

L. DITSCHEINER. — *Résistance galvanique d'un anneau plan*, p. 282.

H. HAGA. — *Réponse aux remarques de M. le professeur Edlund*, « *Sur la force électro-motrice produite par l'écoulement des liquides à travers des tubes*, » p. 287.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DU TOME SEPTIÈME.

ERRATA.

Tome VI, décembre 1877, page 378, ligne 21, *au lieu de* $\frac{1}{4}\,S a \rho^2$, *lisez* $\frac{1}{2}\,S a \rho v^2$.

Page 275, *au lieu de* négligeant, *lisez* tenant compte de.

Pages 307 et 308, *au lieu de* chemin parcouru *et de* vitesse, *lisez partout* chemin moyen des molécules entre deux perturbations successives.

Page 308, ligne 21, *au lieu de* dispersif, *lisez* inductif.

Page 333, ligne 9, *au lieu de* $p = p', \frac{i}{0} = f + f'$, *lisez* $p = p' = f + f'$.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES SEPT PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES SEPT PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES SEPT PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

Optique.